This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien

Heft 45

Die Physik der Röntgenstrahlen

Von

Dr. Robert Pohl

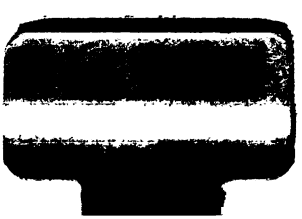
Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die rstellung
über den orschung
der Rön nentellen
Ergebni erkannte
Vorstell ıte nicht
grundsä ben, und
daß die elektro-
magneti ınd sicht-
bare Lic ingungen
angehör

Die bekannt
vorausg dung der
Strahlen ıd außer-
halb des

Br

hn.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

DIE WISSENSCHAFT

Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien.

Neueste Bände:

32. Heft. ***Jesionek,*** Dr. Albert, **Lichtbiologie.** Die experimentellen Grundlagen der modernen Lichtbehandlung. 1910. ℳ 4,—, in Lnwdbd. ℳ 4,80.

33. Heft. ***Dessau,*** Prof. Dr. Bernhard, **Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Legierungen.** Mit 82 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. 1910. ℳ 7,—, in Lnwdbd. ℳ 8,—.

34. Heft. ***Pohl,*** Dr. Robert, **Die elektrische Fernübertragung von Bildern.** Mit 25 Abbildungen. 1910. ℳ 1,80, in Lnwdbd. ℳ 2,50.

35. Heft. ***Baedeker,*** Prof. Dr. K., **Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern.** (Leitung, Thermoelektrizität, Galvanomagnetische Effekte, Optik.) Mit 25 Abbildungen. 1911. ℳ 4,—, in Lnwdbd. ℳ 4,80.

36. Heft. ***Scheel,*** Prof. Dr. Karl, **Grundlagen der praktischen Metronomie.** Mit 39 Abbildungen. 1911. ℳ 5,20, in Lnwdbd. ℳ 6,—.

37. Heft. ***Günther,*** Prof. Dr. Sigmund, **Vergleichende Mond- und Erdkunde.** Mit 23 Abbild. im Text und 4 Tafeln. 1911. ℳ 5,—, in Lnwdbd. ℳ 5,80.

38. Heft. ***Laue,*** Dr. M., **Das Relativitätsprinzip.** Mit 14 Abbildungen. 1911. ℳ 6,50, in Lnwdbd. ℳ 7,20.

39. Heft. ***Müller,*** Aloys, **Das Problem des absoluten Raumes** und seine Beziehung zum allgemeinen Raumproblem. 1911. ℳ 4,—, in Lnwdbd. ℳ 4,80.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher u. mathematischer Monographien

Neueste Bände:

40. Heft. ***Schmidt,*** Ingenieur Fr., **Die Leuchtgaserzeugung** u. die moderne Gasbeleuchtung (Preßgasbeleuchtung usw.). Mit 63 Abbild. 1911. ℳ 2,50, in Lnwdbd. ℳ 3,20.

41. Heft. ***Lodge,*** Sir Oliver, **Der Weltäther.** Übersetzt von Hilde Barkhausen. Mit 17 Textabbildungen und einer Tafel. 1911. ℳ 3,—, in Lnwdbd. ℳ 3,60.

42. Heft. ***Lampa,*** Prof. Dr. Otto, **Wechselstromversuche.** Mit 54 Abbild. 1911. ℳ 5,—, in Lnwdbd. ℳ 5,80.

43. Heft. ***Markau,*** Dr. K., **Die Telephonie ohne Draht.** Mit 103 Abbild. 1912. ℳ 4,50, in Lnwdbd. ℳ 5,20.

44. Heft. ***Bernstein,*** Julius, **Elektrobiologie.** Die Lehre von den elektrischen Vorgängen im Organismus auf moderner Grundlage dargestellt. Mit 62 Abbildungen. 1912. ℳ 6,—, in Lnwdbd. ℳ 6,80.

45. Heft. ***Pohl,*** Dr. Robert, **Die Physik der Röntgenstrahlen.** Mit 72 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. 1912. ℳ 5,—, in Lnwdbd. ℳ 5,80.

Demnächst werden erscheinen:

Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik. Von F. Martens (2 Bde.).

Das Leuchten der Gase und Dämpfe. Von Professor Dr. H. Konen.

Mimikry. Von Prof. Dr. Jacobi.

Die Arbeitsbiene. Von Prof. Dr. von Buttel-Reepen.

Ein vollständiges Verzeichnis der Sammlung mit Inhaltsangabe der :: einzelnen Bände befindet sich am Schluß dieses Buches ::

UNIV. OF
CALIFORNIA

DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG
NATURWISSENSCHAFTLICHER UND MATHEMATISCHER
MONOGRAPHIEN

FÜNFUNDVIERZIGSTES HEFT

DIE

PHYSIK DER RÖNTGENSTRAHLEN

VON

DR. ROBERT POHL
PRIVATDOZENTEN AN DER UNIVERSITÄT BERLIN

MIT 72 ABBILDUNGEN IM TEXT UND AUF EINER TAFEL

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK

BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN
1912

DIE PHYSIK

DER

RÖNTGENSTRAHLEN

VON

DR. ROBERT POHL

PRIVATDOZENTEN AN DER UNIVERSITÄT BERLIN

MIT 72 ABBILDUNGEN IM TEXT UND AUF EINER TAFEL

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN

1912

Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.

Copyright, 1912, by Friedr. Vieweg & Sohn,
Braunschweig, Germany.

VORWORT.

Durch die Arbeiten der letzten Jahre ist die physikalische Erkenntnis der Röntgenstrahlen erheblich gefördert worden. Das vorliegende Buch versucht den gegenwärtigen Stand der Untersuchungen und ihre wesentlichen Ergebnisse zusammenzufassen. Es ist aus Vorlesungen entstanden, und teilweise auch aus Referaten, die ich während der letzten Semester im Colloquium des Berliner Physikalischen Instituts gehalten habe. Die Literatur konnte ich zum Teil bis zur Mitte dieses Jahres berücksichtigen, da mir von mehreren Seiten in liebenswürdigster Weise Korrekturbogen zur Verfügung gestellt wurden, doch lag es meiner Absicht fern, alle seit Röntgens Entdeckung erschienenen Publikationen heranzuziehen. Das verbot rein äußerlich der Umfang, und außerdem besitzen sehr viele Arbeiten kaum mehr historisches Interesse.

Die Darstellung schließt sich durchweg der elektromagnetischen Auffassung der Röntgenstrahlen als kurzer Ätherimpulse an, ohne jedoch, wie ich hoffe, der Deutung der experimentellen Tatsachen irgendwie Zwang anzutun.

Nach Vollendung des Manuskriptes erfuhr ich von den Versuchen der Herren Laue, Friedrich und Knipping, und die Freundlichkeit dieser Herren ermöglichte es mir als Nachtrag ein besonderes Kapitel über die Interferenz-

283394

erscheinungen anzufügen, die in vielfacher Hinsicht von grundlegender Bedeutung sind.

Die Braggsche Korpuskulartheorie der Röntgenstrahlen habe ich fortgelassen, da ich keine Möglichkeit sehe, auch nur die wichtigsten Eigenschaften der Strahlen mit ihrer Hilfe zu deuten.

Hingegen habe ich, insbesondere in Anbetracht der Arbeiten der Herren A. Sommerfeld und Edgar Meyer, nur ungern von einer Darstellung der γ-Strahlen abgesehen. Doch findet sich eine solche in mehreren Lehrbüchern der Radioaktivität, außerdem habe ich es versäumt, die Literatur der zugehörigen β-Strahlen zu verfolgen, und überdies hoffe ich, daß sich einige wesentliche Folgerungen für die γ-Strahlen als elektromagnetischer Ausstrahlung von Elektronen hoher Geschwindigkeit (β-Strahlen) unschwer aus den analogen Erscheinungen an Röntgenstrahlen ziehen lassen werden.

Die experimentelle Technik der Röntgenstrahlerzeugung ist als bekannt vorausgesetzt, da sie in zahlreichen Lehrbüchern dargestellt ist. Ebenso habe ich keinerlei Einzelheiten über elektroskopische und elektrometrische Meßmethoden angeführt, da diese ja in den Werken über Gasentladungen und Radioaktivität oft und ausführlich behandelt sind.

Zum Schluß danke ich den Herren Bestelmeyer, Friedrich, Knipping, Laue und Wilson verbindlichst für die Überlassung von Originalphotographien und Herrn cand. phil. G. Klapper für die Durchsicht einer Korrektur.

Glücksburg-Ostsee, August 1912.

R. Pohl.

Inhaltsübersicht.

Erstes Kapitel.

Die Emission der Röntgenstrahlen an der Antikathode.

Seite

Röntgens Fundamentalversuch 1
Energiemessung der Röntgenstrahlen 2
Gleichheit der absorbierten Röntgenenergie mit der erzeugten Wärme 4
Energie der Strahlen für einen Entladungsschlag eines technischen Instrumentariums 5
Energie der Kathodenstrahlen 6
Nutzeffekt bei der Emission der Röntgenstrahlen 6
Seine Abhängigkeit von der Spannung 7
Abhängigkeit der Röntgenenergie von der Kathodenstrahlgeschwindigkeit 8
Erzeugung von Röntgenstrahlen durch sehr langsame Elektronen 9
Einfluß des Antikathodenmaterials auf den Nutzeffekt 10
Emissionsdauer technischer Röntgenrohre 12
Leistung der Röntgenstrahlung 12
Verteilung der emittierten Energie in der vorderen Halbkugel der Antikathode infolge der Absorption des Antikathodenmetalles 13
Mittlere Eindringungstiefe der Elektronen 15
Ihre Abhängigkeit von der Spannung 16
Eine Antikathodenkonstruktion zur Erzeugung großer Strahlungsdichte 16

Zweites Kapitel.

Die elektromagnetische Strahlung bei der Bremsung eines Elektrons.

Impuls und Spektrallinie 17
Bremszeit und Bremsweg der Elektronen und Impulsbreite der Röntgenstrahlen 18
Röntgenstrahlen im starken Magnetfeld 19
Abhängigkeit der Bremszeit und Impulsbreite von der Elektronengeschwindigkeit 20
Berechnung der Impulsbreite aus der Energie der Röntgenstrahlen und der Geschwindigkeit der Elektronen 21

Seite

Die optischen Formeln der Dispersion und Absorption für sehr kleine Wellenlängen 22
Versuche über die Beugung der Röntgenstrahlen. Die Abbildung eines keilförmigen Spaltes durch periodisches Licht 24
Ein oberer Grenzwert für die Wellenlänge einer periodischen Strahlung 30
Die Abbildung eines keilförmigen Spaltes durch einen Impuls . . 31
Photometrierung der Beugungsbilder 33
Oberer Grenzwert über die Breite des Röntgenimpulses 37

Drittes Kapitel.

Die Haupteigenschaften der gerichteten Röntgenstrahlung.

Die gerichtete Röntgenstrahlung 38
Die Überlagerung von gerichteter und ungerichteter Röntgenstrahlung und die Inhomogenität der Strahlung einer Antikathode 39
Der Dopplereffekt der gerichteten Röntgenstrahlung 41
Die partielle Polarisation der Röntgenstrahlung 43
Einfluß der Elektronengeschwindigkeit auf den Betrag der Polarisation 45
Die Polarisation unter verschiedenen Emissionswinkeln zur Flugbahn der Kathodenstrahlen 47
Versuche eines photographischen Nachweises der Polarisation . . 48
Die Verteilung der Röntgenenergie um die Flugbahn des Elektrons. Ihre Berechnung für verschiedene Bremswege 49
Nachweis der Transversalität der Emission 51
Nachweis der Verschiebung des Energiemaximums in Richtung der Elektronenflugbahn 53
Das Energieminimum in der Kathodenstrahlrichtung 55
Berechnung der Energie der gerichteten Strahlung für verschiedene Emissionswinkel aus der Größe der partiellen Polarisation . . 56

Viertes Kapitel.

Die durch Streuung entstehende Sekundärstrahlung.

Historisches über Sekundärstrahlen 58
Nachweis der Zerstreuung 58
Zerstreuung durch Gase. Einfluß der Dichte 60
Das Zerstreuungsvermögen der Moleküle als additive Eigenschaft 62
Die Verteilung der zerstreuten Energie auf verschiedene Emissionswinkel 63
Deren Abhängigkeit vom Material und Unabhängigkeit von elektrischen und magnetischen Feldern 66
Der spezifische Zerstreuungskoeffizient für verschiedene Materialien 67
Zerstreuungskoeffizient und Absorptionskoeffizient 69

Seite
Der Mechanismus der Zerstreuung 69
Berechnung der Zahl der Elektronen im Atom aus dem Zerstreuungskoeffizienten 70
Berechnung der Energieverteilung unter verschiedenen Emissionswinkeln 71
Deren Widerspruch mit der Erfahrung und Versuch einer Erklärung 71
Die totale Polarisation der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlen 72
Ihr elektroskopischer und photographischer Nachweis 73

Fünftes Kapitel.

Die charakteristische homogene Sekundärstrahlung (Fluoreszenzstrahlung, Eigenstrahlung).

Erregung der charakteristischen Sekundärstrahlung 74
Der obere Grenzwert für die Impulsbreite der erregenden Primärstrahlung 74
Verteilung der charakteristischen Strahlung um das Emissionszentrum 77
Die Homogenität der Strahlen 78
Die Unabhängigkeit ihres Durchdringungsvermögens vom Aggregatzustand und der chemischen Bindung des emittierenden Atomes 79
Die Abhängigkeit des Durchdringungsvermögens vom Atomgewicht des emittierenden Atomes. Spektra der charakteristischen Strahlung 79
Bemerkung über das Atomgewicht des Nickels 81
Der Emissionskoeffizient für die charakteristische Strahlung . . . 82
Seine Unabhängigkeit von Temperatur, Leitfähigkeit und Permeabilität 83
Der Mechanismus der Emission 83
Die Analogie zur optischen Fluoreszenz 84
Eine Ausnahme vom Stokesschen Gesetz 84
Verhältnis der Intensität der charakteristischen Strahlung zu der durch Streuung entstehenden 85
Experimentelle Folgerungen aus der Überlagerung beider Arten der Sekundärstrahlung 86
Negative Versuche, eine Ermüdung bei der Sekundärstrahlemission nachzuweisen. 88

Sechstes Kapitel.

Die Absorption der Röntgenstrahlen.

Unabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur, dem Aggregatzustand und der chemischen Bindung 89
Einflußlosigkeit einer Bestrahlung des absorbierenden Mediums durch eine zweite Röntgenstrahlquelle 91

Seite

Ältere Messungen über den Einfluß des Atomgewichtes auf den Absorptionskoeffizienten 91
Der Absorptionskoeffizient des Bleies für verschiedene Primärspannungen 93
Das Spektrum der selektiven Absorption 94
Die Verwendbarkeit des Absorptionskoeffizienten in Aluminium zur vorläufigen Definition der Impulsbreite 95
Selektive Durchlässigkeit der Elemente für ihre eigene charakteristische Strahlung 98
Die selektive Absorption und die Emission der charakteristischen Strahlung 98
Die selektiv erhöhte Durchdringungsfähigkeit der Strahlen für das Material der eigenen Antikathode 99
Der Absorptionskoeffizient als Funktion des Atomgewichtes für verschiedene Impulsbreiten 100
Die Grundlage der technischen Härtemesser 102
Ausblendung der kleineren Impulsbreiten aus einem inhomogenen Strahlengemisch 103
Die Absorption der Röntgenstrahlen in der Glaswand des Rohres. Lithiumglas 104

Siebentes Kapitel.

Die Elektronenemission bei der Absorption der Röntgenstrahlen.

Historisches 105
Dorns Nachweis der Elektronenemission 106
Die Methoden zur Messung der Elektronengeschwindigkeit . . . 106
Bereich der Geschwindigkeiten 107
Die analogen lichtelektrischen Erscheinungen 110
Inhomogenität der Elektronengeschwindigkeit 111
Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen und ihre Abhängigkeit von der Impulsbreite 112
Die maximale Geschwindigkeit und die Impulsbreite 114
Ihre Abhängigkeit vom Material des emittierenden Körpers . . . 115
Proportionalität der Elektronenzahl zur bolometrisch gemessenen Energie 116
Unabhängigkeit der Elektronenzahl vom Aggregatzustand des absorbierenden Körpers 117
Die Abhängigkeit der Elektronenzahl von der Impulsbreite der erregenden Strahlen 117
Relative Emissionskoeffizienten verschiedener Elemente 118
Die selektive Elektronenemission 119
Parallelität der Elektronenemission und der Erregung der charakteristischen Strahlen 120

Seite

Versuche über den Einfluß der Orientierung des elektrischen Vektors 122
Dissymmetrie in der Elektronenemission 123
Der Ursprung der Elektronengeschwindigkeit 124
Berechnung der erforderlichen Beschleunigungszeit 125
Die Annahme der Auslösung rotierender Elektronen hoher Frequenz 126
Einsteins Theorie der lichtelektrischen Elektronenemission . . 127
Anwendung des Planckschen Wirkungselementes auf die Emission und Absorption der Röntgenstrahlen 128
Aus den Elektronengeschwindigkeiten berechnete Größenordnung der Impulsbreite 129
Das Wirkungselement und der Betrag der partiellen Polarisation eines primären Strahlengemisches 129
Der Zusammenhang der Bremszeit des Elektrons mit seiner Geschwindigkeit 130
Der Einfluß des Antikathodenmaterials auf die Emission im Bilde des Planckschen Wirkungselements 131

Achtes Kapitel.

Die Ionisation durch Röntgenstrahlen, chemische Wirkungen und Fluoreszenz.

Begrenzung des Themas. Die Proportionalität der Ionisation und der bolometrisch gemessenen Energie 131
Abspaltung von Elektronen bei der Ionisation der Gase 133
Druckabhängigkeit der Ionisation 135
Die Ionisation in ihrer Abhängigkeit von der chemischen Bindung des Atoms 138
Ionisierungsarbeit und totale absorbierte Röntgenenergie 139
Mehrfach geladene Ionen 140
Ionisation fester Dielektrika 140
Der Einfluß der Röntgenstrahlen auf die Auslösung selbständiger Gasentladung 140
Versuche von Blondlot und Marx, die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu messen 141
Kurzer Überblick über einige chemische Wirkungen der Röntgenstrahlen 144
Wirkung der Strahlen auf die photographische Platte 145
Widerstandsänderung des Selens durch Bestrahlung 146
Spektrale Analyse einiger Lumineszenzvorgänge 146
Unterschiede gegen die Erregung durch Licht 147
Die Sichtbarkeit der Röntgenstrahlen 147
Der Nutzeffekt der Fluoreszenz und seine Verwertung zur Energiemessung der Röntgenstrahlen 148

Nachtrag.

Neuntes Kapitel.

Die Interferenz der Röntgenstrahlen.

Seite

Die Gestalt des Impulswellenberges und der unbekannte Verlauf der Elektronenbeschleunigung 149
Absorptionskoeffizient und Impulsfolge 149
Prinzip des Laueschen Interferenzversuches 150
Die Experimente von Friedrich und Knipping 151
Vorläufige Theorie des Interferenzversuches 152
Zahlenwerte für die Wellenlänge monochromatischer Röntgenstrahlungen 155
Heutige Grenzen des elektromagnetischen Spektrums 156

Namenregister 157

Sachregister 159

UNIV. OF CALIFORNIA

Erstes Kapitel.

Röntgenstrahlen entstehen, wenn Elektronen einer plötzlichen Geschwindigkeitsänderung unterworfen werden, also z. B. beim Anprall von Kathodenstrahlen auf eine sie absorbierende Substanz. Als solche diente in Röntgens klassischen Versuchen [1]) die Glaswand eines Entladungsrohres, auf die Kathodenstrahlen mit so großer Geschwindigkeit aufprallen, daß sie die bekannte grüne Fluoreszenz des Glases hervorrufen. Röntgen selbst hat dann bald darauf das Glas als bremsende Materie durch eine Substanz von hohem Atomgewicht und hohem Schmelzpunkt ersetzt und die Kathodenstrahlen durch eine konkave Oberfläche der Kathode auf einer gegenübergestellten Metallplatte, der „Antikathode", in einem Brennfleck konzentriert.

Der Nutzeffekt der Röntgenstrahlerzeugung an der Antikathode ist außerordentlich klein. Nur wenige Promille von der Energie der Kathodenstrahlen werden in Energie der Röntgenstrahlen umgesetzt.

Die Energie der Röntgenstrahlen erhält man durch die Messung der Wärmemenge, die bei der Absorption der Strahlen in Metallen erzeugt wird. Für ihre Bestimmung hat man die aus der Lehre von der Wärmestrahlung bekannten Methoden benutzt, nämlich:

1. Luftthermometer,
2. Thermosäule,
3. Flächenbolometer,
4. Radiometer,
5. Radiomikrometer.

---

[1]) W. C. Röntgen, I. Mitteilung: Würzburger Sitz.-Ber. 1895, S. 137—141; II. Mitteilung: 1896, S. 11—19; III. Mitteilung: Berl. Ber. 1897, S. 576—592. Abgedruckt unter anderem: Ann. d. Phys. **64**, 1—37 (1898).

Ein Luftthermometer benutzte Dorn[1]), dem es als ersten gelang, die Energie der Röntgenstrahlen zu messen. Dorn verband zwei symmetrische zylindrische Glasgefäße von 3,8 cm Durchmesser und 66 cbcm Volumen durch eine empfindliche Drucklibelle und brachte in eins der Gefäße Metallbleche zur Absorption der Röntgenstrahlen. Die Bleche bestanden aus einer oder mehreren Scheiben, die den Querschnitt des Glaszylinders ausfüllten und deren Dicke je nach dem Material zwischen 0,065 mm für Platin und 0,15 mm für Al variierte. Die Röntgenstrahlen traten durch ein 0,3 mm dickes Al-Fenster ins Innere der beiden Glaszylinder ein und erhöhten in 30 Sekunden die Temperatur des mit dem absorbierenden Metall beschickten Zylinders um 1,7 bis $18{,}3 \cdot 10^{-4}$ Grad. Eine elektrische Eichung mittels eines Gleichstromes, der die Metallbleche durchfloß, ergab die der Temperaturerhöhung entsprechende Wärmemenge zu 3,4 bis $17{,}0 \cdot 10^{-5}$ cal, und als Endergebnis fand Dorn, daß seine Röntgenröhre insgesamt von der Antikathode zwischen 1,7 und $1{,}9 \cdot 10^{-3}$ cal Strahlungsenergie in einer Sekunde emittierte, die sich auf 5 bis 10 Einzelentladungen in der Sekunde verteilte.

Die Thermosäule haben W. Wien, E. Carter und E. Angerer angewandt. Sie bestand bei Wiens Versuchen[2]) aus 30 Sb-Bi-Elementen und besaß 1,4 qcm Oberfläche. In Verbindung mit einem Galvanometer von 6 Ω innerem Widerstand und einer Empfindlichkeit von $1{,}9 \cdot 10^{-9}$ Amp. leistete sie dasselbe, wie ein Bolometer von 225 qcm Fläche, indem sie für $5{,}4 \cdot 10^{-8}$ $\frac{\text{cal}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}$ einen Skalenteil Ausschlag ergab. Ein mit 32 Unterbrechungen pro Sekunde betriebenes Röntgenrohr (58000 Volt) erzeugte in 13,5 cm Abstand einen Ausschlag von 30 bis 40 Skalenteilen.

Die bolometrische Methode lag den Versuchen von Schöps[3]), Rutherford und Mc Clung[4]) und Angerer[5]) zugrunde. Die Maße der benutzten Bolometer sind aus der folgenden Zusammenstellung ersichtlich (Tabelle 1).

---

[1]) E. Dorn, Wied. Ann. **63**, 160 (1897). — [2]) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991—1007 (1905). — [3]) K. Schöps, Dissertation, Halle 1899. — [4]) E. Rutherford und R. K. Mc Clung, Physik. Zeitschr. **2**, 53—55 (1900). — [5]) E. Angerer, Ann. d. Phys. **21**, 87 (1906).

Tabelle 1.

	Bolometerstreifen aus berußtem Pt			Bestrahlte Fläche	Galvanometer		
	Länge cm	Dicke mm	Breite mm	qcm	Widerstand Ohm	Schwingungsdauer sec	Empfindlichkeit Ampere
Angerer . .	250	0,03	5	122	2,8	5	$7{,}2 \cdot 10^{-10}$
Carter . . .	—			227	5,9	—	7,5
Rutherford u. McClung	300			92,2	—	—	—

Zur Eichung des Bolometers benutzte Angerer die Schaltung der Rubens-Paalzowschen Doppelbrücke und heizte mit Stromstößen wechselnden Vorzeichens genau im Takte der Röntgenstrahlen, um die Wärmeverluste in den beiden Brückenhälften nicht dadurch verschieden zu machen, daß die Energiezufuhr durch die Röntgenstrahlen auf den kurzen Zeitraum der Induktorentladungen (etwa 10^{-4} Sekunden) zusammengedrängt ist, während der gewöhnlich benutzte Heizstrom sich kontinuierlich über längere Zeit erstreckt. Die Stromstöße wurden durch den aperiodischen Ladungs- und Entladungsstrom eines Kondensators (C) geliefert, der durch ein auf der Achse des Turbinenunterbrechers angebrachtes Schaltwerk abwechselnd auf bekannte Spannungen V gebracht und entladen wurde (Energie $= {}^1/_2\, C \,.\, V^2$).

Tabelle 2.

Primärstrom des Induktors Ampere	Schlagweite einer Parallelfunkenstrecke cm	Röntgenstrahlenergie eines Entladungsschlages cal
1,1	1,2	$0{,}12 \cdot 10^{-5}$ [1])
1,5	1,7	0,35
1,95	3,0	1,05
2,5	5,0	2,2
2,8	7,0	4,7
3,9	—	8,5
4,15	14	12,5

[1]) Diese Zahlen sind wegen unvollkommener Absorption im Bolometer noch um 10 bis 25 Proz. zu erhöhen.

Einige Zahlen Angerers für ein technisches Rohr sind in der vorstehenden Tabelle 2 vereinigt.

Ein für Röntgenstrahlen geeignetes Radiometer hat Bumstead[1]) angegeben. Es besteht aus zwei 8×10 mm großen Al-Flügeln von 3,7 μ Dicke, die durch ein 4 mm langes Glasrohr verbunden sind. Zur Aufhängung dient ein 3 cm langer Quarzfaden, das Trägheitsmoment des drehbaren Flügelsystems beträgt 0,02 $g.cm^2$, und zur Nullpunktseinstellung dient ein kleiner Richtmagnet. Vor dem einen Flügel befindet sich das die Röntgenstrahlen absorbierende Metall, und die Empfindlichkeit des Radiometers beträgt bei dem günstigsten Druck von 3 bis $8 . 10^{-2}$ mm Hg $4 . 10^{-2} \frac{erg}{sec . cm^2}$ bei etwa 2 m Skalenabstand und 1 mm Ausschlag.

Ein Radiomikrometer nach dem Prinzip von Boys hat Adams[2]) angewandt. Es besaß ein Kupfer-Constantan-Thermoelement, auf das zur Absorption der Röntgenstrahlen eine Platinscheibe von 14 μ Dicke und 1,9 mm Radius aufgelötet war. Die Empfindlichkeit betrug $5{,}6 . 10^{-8} \frac{cal}{sec . cm^2}$ pro Millimeter Ausschlag.

Alle fünf Methoden beruhen natürlich auf der Voraussetzung, daß die bei der Absorption der Röntgenstrahlen in Metallen erzeugte Wärmemenge wirklich der Energie der Strahlen entstammt, und nicht etwa der inneren Energie des Atoms, das unter der Einwirkung der Strahlen einen Zerfall analog dem der radioaktiven Prozesse erleidet. Einen solchen Atomzerfall glaubte Bumstead im Anschluß an Überlegungen J. J. Thomsons[3]) gefunden zu haben, indem er den beiden Al-Flügeln seines Radiometers je ein Fenster aus Pb und Zn gegenüberstellte und trotz gleicher Absorption der Röntgenstrahlen beim Pb ($D = 0{,}3$ mm) eine doppelt so große Erwärmung beobachtete, als beim Zn ($D = 0{,}81$ mm). Doch zeigte bald darauf Angerer[4]) mittels einer Differentialthermosäule, daß Metallstreifen, die aus 0,75 mm

---

[1]) H. A. Bumstead, Phil. Mag. **11**, 292 (1906). — [2]) J. M. Adams, Proc. Amer. Acad. **42**, 671—697 (1907). — [3]) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **13**, 322—324 (1906). — [4]) E. Angerer, Ann. d. Phys. **24**, 370 (1907).

dickem Zinkblech und 0,27 dickem Bleiblech nach Art von Furnieren zusammengelötet waren, keinen Unterschied der Erwärmung ergaben, je nachdem die Pb- oder Zn-Schicht dem Röntgenrohr zugewandt war. Da nun bei den gewählten Dicken der Bleche die Röntgenstrahlen das eine Mal praktisch vollständig im Pb, das andere Mal im Zn absorbiert wurden, während die spezifische Wärme des furnierten Bleches sicher dieselbe blieb, so waren damit Bumsteads Resultate stark in Frage gezogen, und in der Tat hat Bumstead[1]) bald darauf seine Behauptungen zurückgenommen. Die Radiometerversuche waren durch unsymmetrische Wärmeleitungsverluste an Metallteilen verursacht, die zur Vermeidung elektrostatischer Störungen der Radiometerflügel erforderlich waren. Es liegt daher zurzeit kein Grund vor, an der Proportionalität zwischen absorbierter Strahlenenergie und der erzeugten Wärme zu zweifeln.

Die Resultate der verschiedenen Beobachtungen sind in der Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

Beobachter	Energie der Röntgenstrahlen für einen Entladungsschlag des Induktors cal	Bemerkungen
Dorn 1897 . . .	1,8 bis 3,0 . 10^{-4}	
Schöps 1899 . .	2,0	Ohne Berücksichtigung von Absorptionsverlusten in der Glaswand des Rohres.
Rutherford und McClung 1900	1,9	
Angerer 1905 . .	bis zu 1,25	
Adams 1907 . . .	0,5	
W. Wien 1905 . .	0,47	59000 Volt, 32 Proz. Absorption berücksichtigt.
Carter 1906 . . .	1,61	

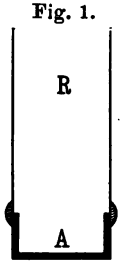
10^{-4} cal ist also die Größenordnung der Röntgenstrahlenenergie, die mit den üblichen technischen Instrumentarien bei einem Entladungsschlag des Unterbrechers an einer Platinantikathode auf der vorderen Halbkugel emittiert wird.

[1]) H. A. Bumstead, Phil. Mag. **15**, 432—437 (1908).

Die Energie der Kathodenstrahlen ist sehr viel leichter, als die der von ihnen erzeugten Röntgenstrahlen zu messen. Man braucht nur die Antikathode als Kalorimeter zu verwenden, z. B. indem man das Antikathodenblech A den Boden eines mit Wasser gefüllten Glasrohres R bilden läßt[1]) (Fig. 1). So verfuhren W. Wien[2]), E. Carter[3]), Seitz[4]) u. a.

Durch gleichzeitige Messung der Röntgenstrahlenergie E_R und der Kathodenstrahlenergie E_K ist nun der Nutzeffekt der Röntgenstrahlerzeugung für Kathodenstrahlen von 58700 Volt Geschwindigkeit von Wien zu $1{,}09 \cdot 10^{-3}$ erhalten. Dabei ist der Absorption der Strahlen in der Glaswand (32 Proz.) Rechnung getragen, soweit sie überhaupt die Glaswand des Rohres zu durchdringen vermögen.

Fig. 1.



Der Nutzeffekt ist angenähert proportional der Spannung, durch die die Röntgenstrahlen erzeugt werden. Dies zeigt die Tabelle 4, der Zahlen von E. Carter und W. Seitz zugrunde liegen. Hier wie stets, wenn nicht das Gegenteil bemerkt, bezieht sich der Nutzeffekt $\frac{E_R}{E_K}$ nur auf die auf der Vorderseite der Antikathode emittierte Röntgenenergie. Diese ist, wie wir auf S. 51 f. sehen werden, nicht ganz die Hälfte der insgesamt erzeugten Energie.

Die Messungen von Seitz und Carter schließen sich nicht direkt aneinander an. Seitz mißt die Energie aller Röntgenstrahlen, die durch ein 0,00126 cm dickes Al-Fenster austreten können, E. Carter nur die Energie der Strahlen, die nicht in der etwa 1 mm dicken Glaswand des Rohres stecken bleiben. Soweit die Strahlen überhaupt austreten, ist der Absorptionsverlust in der Al- bzw. Glaswand berücksichtigt. Doch scheint der Energieanteil der weichen Strahlen, die bei E. Carter das Rohr überhaupt nicht verlassen, sehr erheblich zu sein, da bei Seitz

---

[1]) Diese Form der Antikathode ist von B. Walter angegeben, um die von den Kathodenstrahlen abgegebene Energie als Verdampfungswärme von siedendem Wasser abzuleiten. — [2]) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991—1007 (1905). — [3]) E. Carter, ebenda **21**, 955—971 (1906). — [4]) W. Seitz, Physik. Zeitschr. **7**, 689 (1906).

Fig. 2.

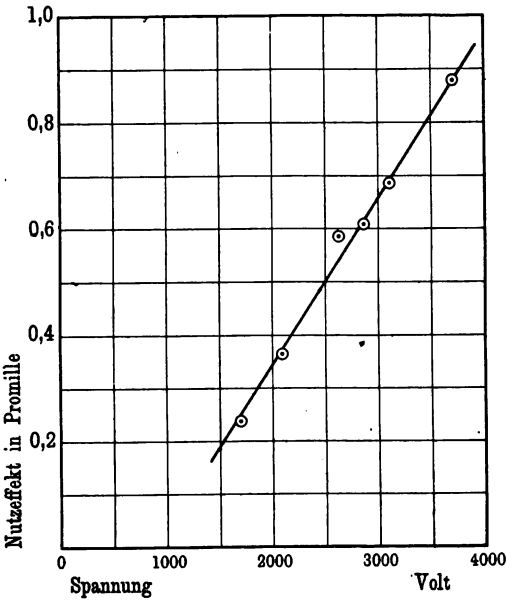
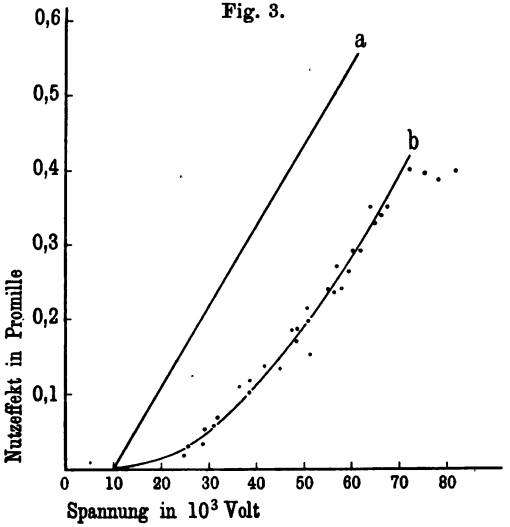


Tabelle 4.

Spannung V Volt	E_R/E_K = Nutzeffekt der Röntgenstrahlerzeugung an einer Pt-Antikathode Promille
Seitz: 1 738	0,232 (Fig. 2)
2 098	0,364
2 635	0,582
2 860	0,602
3 130	0,686
3 310	0,698
3 700	0,882
Carter: 20 000	0,104 (Fig. 3)
30 000	0,212
40 000	0,317
50 000	0,430
60 000	0,536

schon Kathodenstrahlen von 3700 Volt das 8,5fache des Nutzeffektes ergeben, den E. Carter bei 20000 Volt erhält. Auch folgt dies aus der graphischen Darstellung der Carterschen Versuche in Fig. 3, in der die Kurve *a* schon bei 10000 Volt die Abszisse

Fig. 3.



schneidet. Ferner ist aus der gekrümmten Kurve *b* der Verlauf des Nutzeffektes ohne Berücksichtigung der Glasabsorption und die Konstanz der Einzelwerte zu ersehen.

Ist, wie wir sehen, der experimentell bestimmte Nutzeffekt

$$\frac{E_R}{E_K} = a \,.\, V \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

so gilt auch

$$E_R = a \,.\, e\, V^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

wenn e die Ladung des Elektrons bedeutet. Die kinetische Energie, die das Elektron durch die Spannung V erhält, ist nach der Relativtheorie

$$eV = m_0 c^2 \{(1-\beta^2)^{-1/2} - 1\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

und nach der Kugeltheorie

$$eV = m_0 c^2 \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{\beta} log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 2 \right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

wenn $\beta = \frac{v}{c}$ das Verhältnis der Geschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c und m_0 die Masse des ruhenden Elektrons bezeichnet. Gleichung (2) und (3) zusammen geben:

$$E_R = \frac{a}{e} \cdot m_0^2 c^4 \{(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1\}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

oder für kleinere Werte von v:

$$E_R = \frac{a}{4e} \cdot m_0^2 v^4 = a' v^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

d. h. die Energie der Röntgenstrahlen steigt proportional der vierten Potenz der Kathodenstrahlgeschwindigkeit, solange β klein gegen 1 ist.

Whiddington[1]) hat kürzlich v, statt es aus dem Entladungspotential zu berechnen, durch magnetische Ablenkung gemessen und die Gültigkeit von Gleichung (6) für $v = 5 - 8{,}6 \cdot 10^9$ cm/sec bestätigt.

Ob es einen Grenzwert der Geschwindigkeit gibt, unterhalb dessen die Elektronen die Fähigkeit, Röntgenstrahlen zu erzeugen, verlieren, ist experimentell noch nicht entschieden.

Wehnelt und Trenkle[2]) haben einen intensiven Kathodenstrahl aus einer Wehneltschen CaO-Elektrode auf eine Tantalantikathode gerichtet und Röntgenstrahlen photographisch bei 1600, 1000 und 400 Volt nachgewiesen. Die Strahlen hatten Al-Fenster von 40, 40 und 4 μ Dicke zu durchdringen und erforderten Expositionszeiten von 6, 25 und 90 Minuten. Eine scharfe geometrische Schattenbildung bewies, daß es sich um Röntgenstrahlen und nicht um Elektronen handelt, die die Al-Folie durchdringen könnten.

Dember[3]) hat neuerdings Röntgenstrahlen bis herab zu 65 Volt nachweisen können, indem er lichtelektrisch erzeugte Elektronen elektrisch beschleunigte und gegen eine Platinplatte fallen ließ.

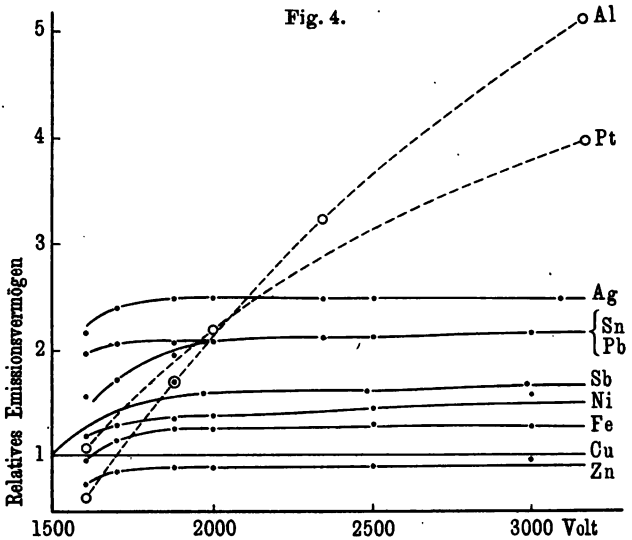
Von Zahl und Art der Induktorunterbrechungen scheint der Nutzeffekt nach Carter unabhängig zu sein.

---

[1]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. **85**, 323—333 (1911). — [2]) A. Wehnelt u. W. Trenkle, Ber. d. phys. med. Soc. Erlangen **37**, 312—315 (1905). — [3]) Laut brieflicher Mitteilung, vgl. H. Dember, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 601—606 (1911).

Die Konstante der Gleichung (6) hängt vom Material der Antikathode ab. Schon Röntgen[1]) erkannte, daß $\frac{E_R}{E_K}$ an Platin größer ist als an Al, als er mit einer Lochkamera den Kathodenstrahlbrennfleck auf einer Antikathode, die halb aus Pt, halb aus Al bestand, photographisch abbildete. Kaufmann[2]) und Roiti[3]) stellten übereinstimmend fest, daß der Nutzeffekt mit wachsendem

Fig. 4.



Atomgewicht in die Höhe geht, soweit er sich mit der photographischen Wirksamkeit der Strahlen ermitteln läßt. Auch sie benutzten eine Lochkamera und untersuchten 12 Metalle zwischen dem Atomgewicht 24 und 228. Kaye[4]) glaubte mit der Reihe

	Pb	Pt	Cu	Ni	Fe	Al	
E_R	206	189	66	62	57	26,5	in willkürlichen
Atomgewicht .	207	195	64	59	56	27	Einheiten

(E_R durch Ionisation gemessen, $V = 25000$ Volt)

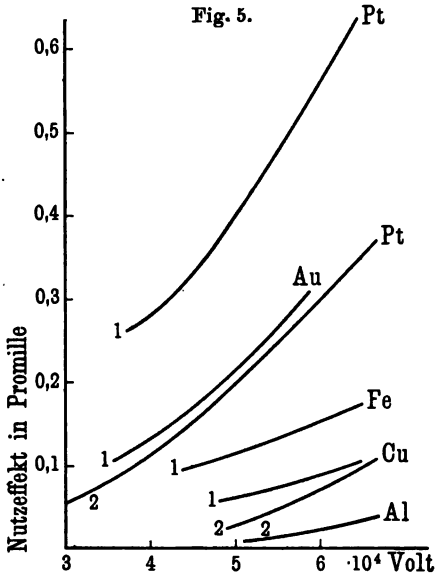
---

[1]) W. C. Röntgen, II. Mitteilung. — [2]) W. Kaufmann, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**, 116—118 (1897). — [3]) A. Roiti, Phil. Mag. **45**, 503—510 (1898). — [4]) G. W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. **14**, 236—245 (1908).

eine direkte Proportionalität zwischen E_R und dem Atomgewicht gefunden zu haben, doch liegen die Verhältnisse tatsächlich weniger einfach.

Whiddington hat kürzlich einige vorläufige Messungen über den Einfluß des Antikathodenmaterials auf die Ausbeute an Röntgenstrahlen angestellt. In der Fig. 4 sind als Ordinaten relative Werte für den Faktor a' der Gleichung (6) eingetragen, eine Beziehung zu anderen Atomgrößen ist aus diesen Zahlen noch nicht zu entnehmen. Nur beweist der vollkommen parallele Verlauf der Kurven für Zn, Cu, Fe, Ni, Sb, Sn, Pb, Ag, daß a' eine Konstante ist. Der Verlauf der punktierten Kurven, verglichen unter sich und mit den anderen Werten, scheint dieser Behauptung allerdings durchaus zu widersprechen; aber wir werden im fünften Kapitel sehen, daß wir in diesem Falle gar nicht, oder nur zum geringsten Teile, die Energie der primär durch die Kathodenstrahlung erzeugten Röntgenstrahlen messen, sondern die Energie der sogenannten charakteristischen Sekundärstrahlung, die in dem Material der Antikathode durch die primären Strahlen hervorgerufen wird.

Fig. 5.



Whiddingtons Messungen geben, wie Fig. 4 zeigt, nur bis etwa 3000 Volt. Für erheblich höhere Spannung, nämlich 30000 bis 60000 Volt, hat E. Carter die Emissionsfähigkeit verschiedener Metalle miteinander verglichen. Die gemessenen Zahlen sind in der Fig. 5 graphisch dargestellt. Die Ordinaten geben in relativem Maße den außerhalb der Glaswand beobachteten Nutzeffekt der Röntgenstrahlerzeugung. Sie entsprechen also der Kurve b der Fig. 3; die

Absorptionsverluste in der Glaswand sind nicht berücksichtigt, und die mit 1 bzw. 2 bezeichneten Kurven sind mit zwei verschiedenen Röhren erhalten. Die Zahlen geben also kaum eine qualitativ richtige Reihenfolge für die verschiedenen Metalle, ganz abgesehen davon, daß bei der Höhe der benutzten Spannungen wahrscheinlich auch schon Cu, Au und Fe neben der primär erzeugten Röntgenstrahlung eine charakteristische Sekundärstrahlung emittieren.

Trotz des geringen Nutzeffektes der Röntgenstrahlerzeugung ist die Strahlungsleistung $\left(\frac{\text{cal}}{\text{sec}}\right)$ eines technischen Röntgenrohres recht erheblich. Die Strahlungsenergie pro Entladungsschlag des Induktors, nach Tabelle 3 ungefähr $3 \cdot 10^{-4}$ cal, wird in rund $5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden verausgabt. Diese Zeit ist das Mittel aus den in der Tabelle 5 zusammengestellten Werten für die Emissionsdauer der Strahlen, wie sie häufig mit rotierenden photographischen Platten oder bewegten Blenden bestimmt ist.

Tabelle 5.

Beobachter	Emissionsdauer der Röntgenstrahlen bei Induktorbetrieb sec	Bemerkungen
A. Roiti 1896[1]) . . .	$< 160 \cdot 10^{-5}$	
Fr. T. Trouton 1897[2])	10—120	
H. Morize 1898[3]) . .	8,2	4 Partialentladungen in
B. Brunhes 1900[4]) .	8	je $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ sec Abstand.
E. Collardeau 1901[5])	< 2	
E. Angerer 1905[6]) .	50	2 Partialentladungen, 3,3 bzw. $2 \cdot 10^{-4}$ sec lang, in $7{,}7 \cdot 10^{-4}$ sec Abstand.

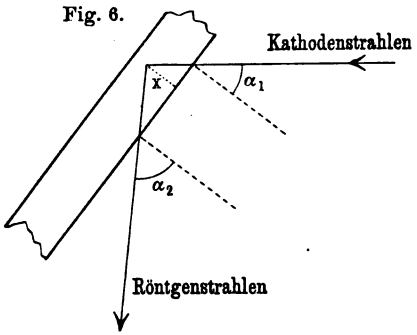
Wir erhalten somit als Leistung $\frac{3 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^{-4}} = 0{,}6 \frac{\text{cal}}{\text{sec}}$. Bei 120 Entladungsschlägen des Induktors strahlt das Röntgenrohr insgesamt $120 \cdot 5 \cdot 10^{-4} = 0{,}06$ Sekunden und gibt $0{,}036 \frac{\text{cal}}{\text{sec}}$, d. h. eine

[1]) Rend. Linc. **5**, 243. — [2]) Chem. News **74**, 175. — [3]) Compt. rend. **127**, 546. — [4]) Ebenda **130**, 1007. — [5]) Soc. Franc. d. Phys., S. 113. — [6]) Ann. d. Phys. **21**, 87.

Wärmemenge, wie sie die Sonne in einer Sekunde auf ein Quadratzentimeter der Erdoberfläche einstrahlt. Die zugehörige Kathodenstrahlenergie, die sich bei 2 Promille Nutzeffekt zu 18 $\frac{\text{cal}}{\text{sec}}$ berechnet, dürfte beiläufig der Maximalwert sein, den man bei stundenlanger Dauerbelastung[1]) einer mit siedendem Wasser gekühlten Antikathode zuführen kann, ohne das Rohr in kurzer Zeit unbrauchbar zu machen.

Die Energie, die die Antikathode eines Röntgenrohres ausstrahlt, ist nicht gleichmäßig über die Halbkugel verteilt, wiewohl die Abweichungen bis zu einem Emissionswinkel von 80° unerheblich sind, wie bereits Röntgen[2]) festgestellt hat. Die Intensitätsverteilung hängt ab von dem Absorptionskoeffizienten μ_1 der erzeugenden Kathodenstrahlen und μ_2 der erzeugten Röntgenstrahlen. Man kann sie leicht in erster Annäherung berechnen[3]), wenn man μ_1 und μ_2 als konstant, also Kathodenstrahlen wie Röntgenstrahlen als homogen betrachtet und weiter annimmt, daß sich die Röntgenstrahlen ohne die Absorption in der Antikathode nach allen Seiten gleichmäßig ausbreiten würden. Von diesen drei Voraussetzungen ist bei den üblichen technischen Röntgenrohren die zweite am wenigsten erfüllt. Haben α_1 und α_2 die aus der Fig. 6 ersichtliche Bedeutung, so beträgt die Röntgenenergie, die in der Tiefe x in einer Schicht von der Dicke dx erzeugt wird und unter dem Winkel α_2 austritt:

Fig. 6.



$$dJ_{Ra_2} = C.e^{-\mu_1 \frac{x}{\cos \alpha_1}}.e^{-\mu_2 \frac{x}{\cos \alpha_2}}.dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

wobei C vom Querschnitt und der Energie des Kathodenstrahlbündels sowie dem Nutzeffekt der Röntgenstrahlerzeugung ab-

[1]) B. Walter und R. Pohl, Ann. d. Phys. **29**, 331 (1909). — [2]) W. C. Röntgen, III. Mitteilung. — [3]) C. E. Guillaume, Compt. rend. **123**, 450—451 (1896); B. Walter, Fortschr. a. d. Gebiete d. Röntgenstrahlen **11**, 340 (1907).

hängt. Die gesamte unter dem Winkel α_2 emittierte Röntgenenergie ergibt sich dann durch Integration von $x = 0$ bis $x = \infty$ zu

$$J_{R\alpha_2} = C \frac{\cos\alpha_1 \cos\alpha_2}{\mu_1 \cos\alpha_2 + \mu_2 \cos\alpha_1} \quad \ldots\ldots (8)$$

oder in Prozenten der für $\alpha_2 = 0^0$ emittierten Strahlung:

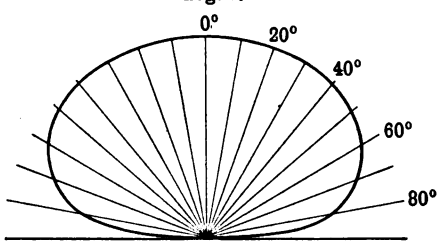
$$J_{R\alpha_2} = \frac{100 \cos\alpha_2 (\mu_1 + \mu_2 \cos\alpha_1)}{\mu_1 \cos\alpha_2 + \mu_2 \cos\alpha_1} \quad \ldots\ldots (9)$$

Für ein mittelhartes technisches Röntgenrohr und eine Platinantikathode, auf die die Elektronen unter 45^0 auffallen, berechnet man mit den Werten $\mu_1 = 61600\,\text{cm}^{-1}$ und $\mu_2 = 1920\,\text{cm}^{-1}$ für verschiedene Emissionswinkel α_2 folgende Strahlungsintensitäten:

Emissionswinkel α_2	0	$22^1/_2$	45	$67^1/_2$	80	85^0
Strahlungsintensität J_R	100	99,8	99,1	96,7	90,7	81,7

Diese geringen und erst bei 80^0 10 Proz. erreichenden Abweichungen entziehen sich im allgemeinen der Beobachtung, da sie durch die Absorption der nicht überall gleich dicken Glaswand des Rohres verdeckt werden. Die Abweichungen wachsen mit abnehmender Härte des Rohres, und für eine sehr weiche Strahlung mit nur 8 mm Parallelfunkenstrecke hat Kaye[1]) eine Verteilung beobachtet, wie sie in dem Polardiagramm der Fig. 7 reproduziert ist. α_1, der Einfallswinkel der Kathodenstrahlen, erwies sich zwischen 0 und 60^0 ohne Einfluß, was für eine starke diffuse Zerstreuung der Elektronen im Inneren der Antikathode spricht.

Fig. 7.



Die Röntgenstrahlerzeugung nimmt exponentiell mit wachsender Eindringungstiefe der Kathodenstrahlen ab, und die Dicke der emittierenden Schicht der Antikathode ist daher nicht begrenzt. Man kann jedoch einen mittleren Wert für die wirksame Schicht-

[1]) G. W. C. Kaye, Proc. Roy. Soc. 83, 189 (1909).

dicke erhalten, wenn man diejenige Tiefe x berechnet, die durch die Absorption der Röntgenstrahlen unter verschiedenen Emissionswinkeln die in der Fig. 7 dargestellte Verteilung verursacht, falls die gesamte Röntgenemission allein von einer Schicht in der Tiefe x ausgeht.

Bezeichnen wir mit J_{α_2} und J_{α_3} die Intensität der unter den α_2- und α_3-Winkeln emittierten Strahlung, wenn der Einfallswinkel der Kathodenstrahlen α_1 der gleiche bleibt, so gilt, wenn der Absorptionskoeffizient μ_2 der Strahlen im Material der Antikathode bekannt ist:

$$\left.\begin{aligned} J_{\alpha_2} &= k \cdot e^{-\frac{\mu_2 x}{\cos \alpha_2}};\quad J_{\alpha_3} = k e^{-\frac{\mu_2 x}{\cos \alpha_3}} \\ lg \frac{J_{\alpha_2}}{J_{\alpha_3}} &= \mu_2 x \left(\frac{1}{\cos \alpha_3} - \frac{1}{\cos \alpha_2} \right) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (10)$$

W. R. Ham[1]) hat für $\mu_2 = 1150\,\mathrm{cm}^{-1}$ und 14000 Volt Spannung die Zahlen der Tabelle 6 beobachtet und die mittlere Eindringungstiefe x berechnet.

Tabelle 6.

	Mittlere Eindringungstiefe der Elektronen in einer Pb-Antikathode cm
$J_{\alpha=45^0} : J_{\alpha=-15^0} = 0{,}983$	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$
$J_{\alpha=60^0} : J_{\alpha=0^0} = 0{,}959$	4,3
$J_{\alpha=75^0} : J_{\alpha=15^0} = 0{,}909$	4,1

Die Übereinstimmung der mittleren Eindringungstiefe x, die sich aus verschiedenen Emissionswinkeln berechnet, ist gut, und es scheint nach Hams weiteren Messungen, daß x proportional der benutzten Spannung ansteigt (Tabelle 7).

Die Messungen sind elektroskopisch angestellt und das Röntgenrohr besaß für die verschiedenen Emissionsrichtungen Fenster genau gleicher Dicke (vgl. Fig. 31).

Es bedarf wohl kaum der Erwähnung, daß eine Antikathode nicht nur über die vordere, sondern auch über die hintere Halb-

[1]) W. R. Ham, Phys. Rev. **30**, 96—112 (1910).

kugel ausstrahlt, falls μ_2 nicht allzu groß ist. Das hat ebenfalls schon Röntgen[1]) an einer Al-Antikathode festgestellt, und Seitz[2]) hat diese Tatsache kürzlich benutzt, um der Antikathode für physikalische Zwecke eine Form zu geben, bei der man fast den ganzen, 180° betragenden Emissionswinkel eines Röntgenrohres auf einer kleinen Fläche ausnutzen kann (Fig. 8).

Fig. 8.

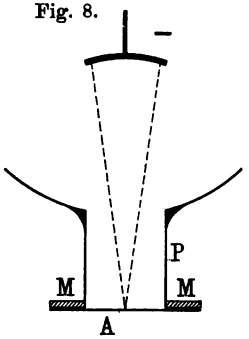


Tabelle 7.

Spannung Volt	Mittlere Eindringungstiefe cm
14 000	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$
16 000	4,3
21 300	6,4
22 000	5,9

An das eingeschmolzene Platinrohr P ist mittels eines Messingflansches M ein mit Cu furniertes dünnes Al-Blech A angelötet. Der zentrale Teil des Cu ist ausgedreht und durch eine eingebrannte Platinschicht ersetzt, die zur Bremsung der auffallenden Kathodenstrahlen dient. Eine intensive Kühlung der Antikathode durch Wasserbehälter erlaubt es, die Antikathode wie die eines gewöhnlichen technischen Rohres zu belasten, und somit erscheint es möglich, in einigen Millimeter Abstand von der Außenseite dieser Antikathode die ganze über die Halbkugel emittierte Energie auf einen Quadratzentimeter zu konzentrieren, also nach S. 12 eine Röntgenstrahlung von der Größe der Solarkonstante $\left(0{,}035 \frac{\text{cal}}{\text{sec}}\right)$ zu erhalten.

---

[1]) II. Mitteilung. — [2]) W. Seitz, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 505—507 (1909).

Zweites Kapitel.

Nach der heute fast allgemein angenommenen Anschauung von Stokes[1]), Wiechert[2]) und Thomson[3]) stellen die Röntgenstrahlen den Energieimpuls dar, den ein Elektron bei einer plötzlichen Geschwindigkeitsänderung aussenden muß. Nehmen wir an, ein Elektron von der Geschwindigkeit v_0 fliege bei A (Fig. 9) gegen eine Antikathode, und werde in der Zeit τ auf $v = 0$ gebremst. Dann herrscht — senkrecht zur Flugrichtung des Elektrons beobachtet — nach einer Zeit t außerhalb der Kugel 2 das stationäre elektrische und magnetische Feld des mit der Geschwindigkeit v_0 fliegenden Elektrons, innerhalb der Kugel 1 das elektrostatische Feld des ruhenden Elektrons. Zwischen 2 und 1 findet der Übergang der beiden Felder ineinander statt, und zwischen 2 und 1 befindet sich elektromagnetische Energie, die sich von A aus mit Lichtgeschwindigkeit in dem Raume fortpflanzt. Diese Energie, die das Elektron bei seiner Bremsung ausstrahlt, ist die Röntgenenergie. Ihr Betrag läßt sich nach einer zuerst von Abraham[4]) aufgestellten Formel berechnen, wenn man den Verlauf der longitudinalen Verzögerung $\dot{v}$ während der Bremszeit τ kennt. Es beträgt nämlich allgemein die Energie, die in der Zeit dt die Flächeneinheit in einem im Abstande r befindlichen Aufpunkte durchläuft:

$$dE_{R,\varphi} = \frac{1}{4\pi}\frac{e^2 . \dot{v}^2}{c^3 r^2} \cdot \frac{sin^2\varphi}{(1 - \beta cos\varphi)^6} dt;\ \beta = \frac{v}{c} \cdot \cdot \quad (11)$$

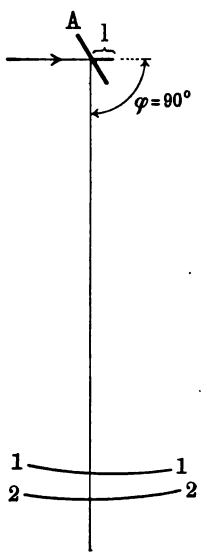
wenn φ den Winkel zwischen r und der Flugrichtung des Elektrons bedeutet, den wir in unserer Fig. 9 zunächst mit 90^0 eingezeichnet haben. e ist das elektrische Elementarquantum in elektrostatischem Maße $= 4{,}7 . 10^{-10}$ cgs[5]) und c die Lichtgeschwindigkeit $= 3 . 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

---

[1]) G. G. Stokes, Proc. Cambr. Soc. **9**, 215 (1896). — [2]) E. Wiechert, Phys. ökon. Ges. Königsberg, S. 1—48 (1896). — [3]) J. J. Thomson, Phil. Mag. **45**, 172—183 (1897). — [4]) M. Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 105 (1903); vgl. auch Lehrbuch, II. Band. — [5]) Eine Zusammenfassung der Messungsmethoden bei R. Pohl, Jahrb. d. Rad. und Elektron. **8**, 406—439 (1911).

Den Abstand der beiden Kugelschalen nennt man die Impulsbreite der Röntgenstrahlen, die wir fortan in Analogie zur Wellenlänge in der Optik mit λ bezeichnen wollen [1]). Es ist ohne weiteres aus der Gleichung (11) ersichtlich, daß zwischen der Energie eines Röntgenimpulses und einer monochromatischen Lichtstrahlung kein weiterer Unterschied besteht als der, der durch den zeitlichen Verlauf der Beschleunigung $\dot{v}$ bedingt ist, und der bei einem oszillierenden, eine Spektrallinie emittierenden Elektron ein anderer ist als bei unperiodischer Bremsung. Dieser Unterschied ist rein formal, da man auch den Bremsimpuls in eine Fouriersche Überlagerung von Sinusschwingungen zerlegen kann. Ein Röntgenimpuls verhält sich zu einer homogenen elektromagnetischen Schwingung sehr hoher Frequenz, wie in der Optik ein Impuls des weißen Lichtes zu einer Spektrallinie oder in der Akustik ein Knall zu einem Ton.

Fig. 9.



Die Größe der Impulsbreite ergibt sich als

$$\lambda = c\tau \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

die Bremszeit ist, wenn wir geradlinig gleichförmige Verzögerung längs des Bremsweges l annehmen:

$$\tau = \frac{2l}{v_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

und daher die Impulsbreite, senkrecht zur Flugrichtung des Elektrons ($\varphi = 90^0$) beobachtet:

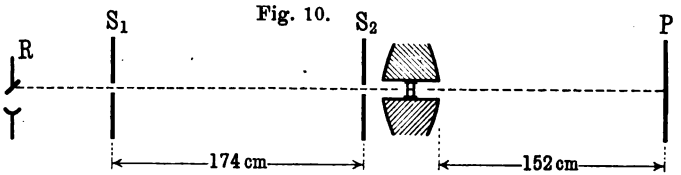
$$\lambda = \frac{2lc}{v_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Ohne daß wir über λ etwas zu wissen brauchen, erklärt uns die Auffassung der Röntgenstrahlung als einer Ätherstrahlung ohne weiteres die Tatsache, daß die Röntgenstrahlen im Gegensatz zu den Korpuskularstrahlen der Gasentladung nicht die geringste magnetische Ablenkung erfahren. Die genauesten Versuche in dieser Richtung stammen von B. Walter [2]). Sie seien hier kurz beschrieben: Von den Strahlen eines Röntgenrohres R (Fig. 10)

[1]) Da der Abstand der beiden Kugelschalen nur einen Wellenberg umfaßt, wäre vielleicht $\lambda/2$ vorzuziehen, doch ist die Bezeichnung λ die allgemein übliche. — [2]) B. Walter, Ann. d. Phys. **14**, 99 (1904).

wird durch einen 2 mm weiten Platinspalt s_1 ein schmales Bündel ausgeblendet. Es trifft nach 174 cm Abstand einen zweiten Spalt s_2, durchläuft ein Magnetfeld H von 10 cm Länge und 19000 Gauß und fällt nach einem weiteren Wege von 152 cm auf eine photographische Platte P. Auf dieser wird ein Bild mit Kernschatten und Halbschatten erzeugt, wie es dem fehlerfreien geometrischen Strahlengange entspricht. Die Breite des Kern- sowie des Halbschattens läßt sich außerordentlich scharf bestimmen, denn das Auge sieht nach einer von Mach entdeckten und von Wind[1]) näher untersuchten optischen Täuschung die Grenze des dunklen Kernschattens gegenüber dem Halbschatten und des Halbschattens

Fig. 10.



gegenüber dem hellen Grunde durch eine ganz scharfe schwarze bzw. weiße Linie markiert. Auf diese Weise bestimmt Walter die Gesamtbreite des geometrischen Bildes erst bei unerregtem Magnetfeld und dann bei einer Feldstärke von 19000 Gauß, deren Richtung nach der Hälfte der Expositionszeit kommutiert wird. Die Tabelle 8 gibt die Zahlen:

Tabelle 8.

	Gesamtbreite des Bildes in mm						Mittel
Ohne Feld	0,573	0,591	0,580	0,567	0,600	0,561	0,578
± 19000 Gauß . .	0,569	0,576	0,590	0,577	0,578	0,570	0,577

Ebenso findet Walter die Breite des Kernschattens ohne Feld zu 0,254 mm, mit dem Feld zu 0,253 mm, und unter Berücksichtigung der geometrischen Dimensionen des Apparates folgt aus der Meßgenauigkeit von 1 μ, daß ein Wert für das Produkt der Feldstärke H und Krümmungsradius ϱ $H\varrho < 1{,}1 \cdot 10^{11}$ cgs nicht möglich ist. Dieser Wert ist von einer erheblich höheren

[1]) C. H. Wind, Amsterd. Akad., 24. Juni 1898.

Größenordnung als bei den schnellsten bisher bekannten Korpuskularstrahlen 10^4 an β-, 10^5 an α-Strahlen, und damit ist eine elektrisch geladene Korpuskularstrahlung praktisch ausgeschlossen.

Versuchen wir nun, ob die Abrahamsche Gleichung den im ersten Kapitel angeführten Zusammenhang zwischen der Röntgenenergie und der Kathodenstrahlgeschwindigkeit richtig wiedergibt. Zu diesem Zwecke integrieren wir die Gleichung (11) über die ganze Kugel und erhalten dadurch für die Energie, die insgesamt während der Zeit dt emittiert wird:

$$dE_R = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3} \cdot \frac{1}{(1-\beta^2)^3} dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

$\dot{v}$ ist bei der Annahme geradlinig gleichförmiger Verzögerung $\frac{v_0}{\tau}$, und daher ergibt sich als die Energie eines Impulses von der Breite $\lambda = c\tau$:

$$E_R = \frac{2}{3} \frac{e^2 v_0^2}{c^3 \tau} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

wenn wir β als klein gegen 1 annehmen dürfen. Nach der Gleichung (6) ist experimentell:

$$E_R = a' . v_0^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

und wir finden, daß die Bremszeit

$$\tau = Const \frac{1}{v_0^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

und nach Gleichung (13) der Bremsweg

$$l = Const \frac{1}{v_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

sein soll.

Wir bekommen also für die größere Geschwindigkeit die kleinere Bremszeit und den kleineren Bremsweg, und das ist ein auf den ersten Blick höchst unwahrscheinliches Resultat. Denn wir sahen oben, daß die mittlere Eindringungstiefe der Elektronen in die Antikathode proportional v_0^2 zunimmt, und eine von Thomson[1]) aufgestellte, von v. Baeyer[2]) u. a. bestätigte Formel ergibt

[1]) J. J. Thomson, Cond. of Elect. throug Gases, 2. Auflage, S. 378. — [2]) O. v. Baeyer, Physik. Zeitschr. **13**, 485 (1911); vgl. auch W. Wilson, Proc. Roy. Soc. **84**, 141 (1910) und R. Whiddington, Proc. Cambr. Soc. **16**, 321 (1911).

sogar, daß die Wegstrecke, auf der ein Elektron von der Geschwindigkeit v_0 auf 0 heruntergeht, v_0^4 proportional sei.

Ohne uns irgend welche näheren Vorstellungen vom Bau des Atoms zu machen, müssen wir aus Gleichung (17) den Schluß ziehen, daß Elektronen verschiedener Geschwindigkeit in Teile des Atominneren eindringen, die durch verschiedene Größe des verzögernden Feldes unterschieden sind. Wir kommen auf eine formale Deutung der Gleichung (17) auf der S. 130 zurück, während man eine Berechnung der Feldverteilung, etwa eines exponentiellen Kraftgesetzes, im Inneren des Atoms von einer Kombination der Gleichung (15) und (6) nicht erwarten kann, solange nicht die Gestalt des Impulswellenberges bekannt ist.

Einstweilen kann man die Kombination der Gleichungen (16) und (6) benutzen, um einen Wert für die Größenordnung von τ und somit auch von λ und l zu berechnen. Haben wir den Nutzeffekt $\frac{E_R}{E_K} = B$ beobachtet, so ist

$$E_R = \frac{m_0}{2} \cdot B \cdot v_0^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

und dies, sowie $\tau = \frac{\lambda}{c}$ in Gleichung (16) eingesetzt, gibt

$$\lambda = \frac{1}{B} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2}{m c^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

oder

$$\lambda = \frac{1}{B} \cdot 3{,}55 \cdot 10^{-13}\,\text{cm} \quad \ldots\ldots \quad (21)$$

wenn man $\frac{e}{m} = c \cdot 1{,}7 \cdot 10^7$ und $e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten annimmt. Einen Nutzeffekt von $2 \times 1{,}1$ Prom., wie ihn Wien bei 59000 Volt für die Emission über die ganze Kugel beobachtet hat, entspricht dann

$$\lambda = 1{,}6 \cdot 10^{-10}\,\text{cm}.$$

W. Wien, von dem diese Bestimmung von λ stammt, legte die Formeln zugrunde, die β nicht gegen 1 vernachlässigen, d. h. er geht von Gleichung (15) statt (16) aus, berechnet v_0 für $V = 58700$ Volt gesondert aus Gleichung (4) zu $1{,}38 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ und erhält:

$$\lambda = \frac{1}{B} \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{v_0^2 e}{12 c^2} \left\{ \frac{2 + 3(1-\beta^2)}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{3}{2\beta} lg \frac{1+\beta}{1-\beta} \right\} \quad \ldots \quad (22)$$

oder numerisch für die Impulsbreite etwas weniger, als aus der Näherungsformel, nämlich:

$$\lambda = 1{,}15 \cdot 10^{-10}\,\text{cm}.$$

Der zugehörige Bremsweg ist nach Gleichung (14):

$$l = 2{,}4 \cdot 10^{-9}\,\text{cm}.$$

Der Durchmesser eines Platinatoms beträgt $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm, und angesichts der Tatsache, daß Kathodenstrahlen der benutzten Geschwindigkeit noch durch 10^{-5} cm Platin nach Lenards Versuchen in erheblicher Zahl hindurchgehen, erscheint die Länge l des Bremsweges kleiner, als man erwarten sollte. Aber selbst, wenn man für l das Zehnfache des Atomdurchmessers in die Gleichung (14) einsetzen würde, käme man stets noch zu Impulsbreiten, deren periodische Komponenten zwei andere charakteristische Eigenschaften der Röntgenstrahlen, das Fehlen jeder Brechung an der Grenze zweier Medien und den geringen Absorptionskoeffizienten μ in Metallen erklären würden.

Für durchsichtige Medien läßt sich der optische Brechungsindex empirisch, wie theoretisch, nach der Ketteler-Helmholtzschen Dispersionstheorie in der Form

$$n^2 = 1 + a\lambda^2 + \frac{b\lambda^4}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \cdots \quad (23)$$

darstellen; und man sieht, daß für kleine λ $n = 1$ wird, also die Brechung verschwindet. In der Tat ist es trotz vieler Versuche nicht gelungen, eine Brechung der Röntgenstrahlen nachzuweisen. $n - 1$ ist nach Versuchen von B. Walter [1]) an Diamant sicher kleiner als 0,0002, und nach Gouy [2]) an keiner Substanz größer als 0,00002, und es ist anzunehmen, daß sich diese Grenzwerte mit der inzwischen vervollkommneten Technik noch weiter heruntersetzen lassen würden. Aus diesem Fehlen der Brechung und der Form der optischen Dispersionsgleichung haben van der Waals [3]), Raveau [4]), Maltézos [5]) u. a. schon 1896 eine Identität der Röntgenstrahlen mit äußerst kurzwelligem Lichte gefolgert.

---

[1]) B. Walter, Naturw. Rundschau **11**, 322—323 (1896). — [2]) Gouy, Compt. rend. **122**, 1196; **123**, 43 (1896). — [3]) van der Waals, Versl. K. Ak. v. Wet. **4**, 293 (1896). — [4]) C. Raveau, l'Éclair Electr. **6**, 249 (1896). — [5]) G. Maltézos, Compt. rend. **122**, 1115 (1896).

Ebenso wie der von 1 nicht merklich verschiedene Brechungsindex steht auch der geringe an Röntgenstrahlen beobachtete Absorptionskoeffizient, der im sechsten Kapitel näher behandelt wird, mit einer sehr geringen Wellenlänge im Einklang.

Holtsmark[1]) hat die Formeln der Metalloptik für sehr kleine Werte von λ vereinfacht und die Beziehung:

$$\lambda = 2\pi c m \sqrt{\frac{\mu' c}{k}} = 3{,}2 \cdot 10^{16} m \sqrt{\frac{\mu'}{k}} \text{ cm} \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

abgeleitet. Hierin bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit, $\mu' = \frac{\mu}{2}$ den Absorptionskoeffizienten der Amplitude in cm^{-1}, m ist der Masse des Dispersionselektrons proportional und k dem der Geschwindigkeit des Elektrons proportionalen Reibungskoeffizienten[2]).

m und k hat Holtsmark für eine Reihe verschiedener Metalle aus den optischen Konstanten im Sichtbaren berechnet. Einige seiner Zahlen stehen in der Tabelle 9 zusammen mit beobachteten Werten für den Absorptionskoeffizienten μ' und der Größe von k, wie sie die Gleichung (24) ergibt.

Tabelle 9.

Metall	m	k	$\frac{\mu}{2}$	λ
Pt	$3{,}8 \cdot 10^{-33}$	$2{,}2 \cdot 10^{-17}$	330 cm^{-1}	$4{,}8 \cdot 10^{-7}$ cm
Ag	15,7	0,44	95	23,7
Al	5,0	1,1	1,75	3,5

Die Zahlen der beiden letzten Spalten zeigen, daß selbst Impulsbreiten von einem Mehrfachen des Atomdurchmessers ausreichen würden, um die Durchlässigkeit der Metalle der Größenordnung nach durch die optische Dispersionstheorie der Metalle zu rechtfertigen.

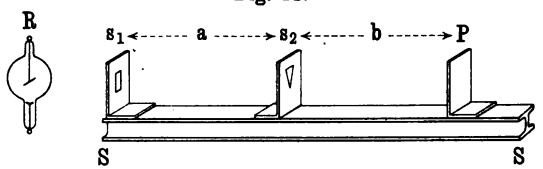
Eine wirkliche Messung der Impulsbreite wäre für die Kenntnis der Röntgenstrahlen von großer Bedeutung. Man hat schon häufig versucht, an Röntgenstrahlen eine der Beugung des Lichtes analoge Erscheinung aufzufinden, um dann aus der Abweichung von

[1]) G. Holtsmark, Ann. d. Phys. **10**, 522 (1903). — [2]) Vgl. P. Drude, Lehrbuch der Optik, Kap. II, V, Gl. (1) und (39).

dem reinen geometrischen Strahlengang eine Wellenlänge oder eine Impulsbreite zu berechnen.

Haga und Wind[1]) haben 1902 — von älteren Arbeiten dieser und anderer Autoren wollen wir hier absehen — eine Anordnung angewandt, die in der Fig. 11 veranschaulicht ist. s_1 ist ein Spalt mit parallelen Backen von 15 μ Abstand, s_2 ein keilförmiger Spalt aus Platin, der sich bei 4 cm Länge von 27 μ Weite bis zu vollständigem Schluß verjüngt, und P ist eine photographische Platte. $s_1 s_2$ und P sind auf einem festen eisernen Doppel-T-Träger montiert, und der Abstand $s_1 s_2$ und $s_2 P$ beträgt je 75 cm. Das auf der Platte entstehende Bild wurde unter dem Mikroskop ausgemessen, und die von Haga und Wind an drei verschiedenen Aufnahmen gefundenen Zahlen sind in der Fig. 12 graphisch dargestellt. Bei der Exposition von A und C waren überwiegend

Fig. 11.



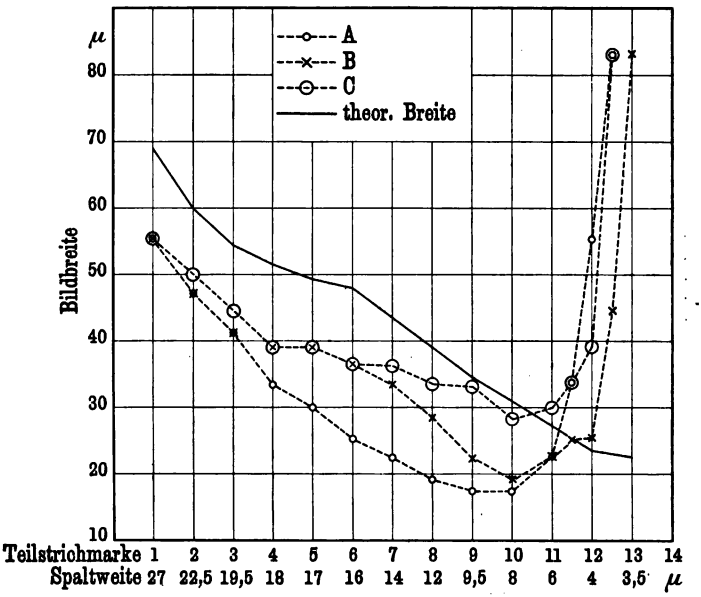
weiche, bei B überwiegend harte Röntgenstrahlen benutzt. Die Abszisse enthält die Werte des keilförmigen Spaltes s_2, die der jeweilig gemessenen Breite des Bildes entspricht. Diese Zahlen ergeben, wie ohne weiteres ersichtlich, zunächst ein keilförmiges Bild bis herab zur Spaltweite 7 μ, und dann plötzlich einsetzend eine ganz enorme Verbreiterung des Bildes. Auch das Auge sieht diese Verbreiterung des unteren Spaltbildes, wenn man die Originalbilder auf das 17fache vergrößert, wie dies in der Fig. 13 geschehen ist. Handelte es sich bei den hier von Haga und Wind ausgemessenen Grenzen des Bildes wirklich um die Grenzlinien absolut gleicher Strahlungsintensität, so ergäbe das den Beweis, daß die Röntgenstrahlen genau das gleiche Beugungsbild ergeben wie das periodische Licht in der Optik, und man könnte λ nach der Gleichung

$$s_2 = 0{,}65 \sqrt{b\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

[1]) H. Haga u. C. H. Wind, Ann. d. Phys. **10**, 305 (1903).

berechnen, wo s_2 die Spaltweite bedeutet, bei dem die Linien absolut gleicher Intensität von der geometrischen Keilform nach außen abzuweichen beginnen. Aber diese ganze Verbreiterung ist nur scheinbar, sie beruht, wie Walter und Pohl[1]) gezeigt haben, auf einer optischen Täuschung. Um sich hiervon zu überzeugen, hat man nur auf ein Stück weißes Papier einen geradlinigen schwarzen Strich von etwa 0,25 mm Breite zu ziehen und

Fig. 12.



auf diesen eine Vergrößerung des Haga und Windschen Originalbildes zu legen, die das Spaltbild weiß auf dunklem Grunde wiedergibt. Der schwarze Strich muß dabei möglichst durch die Mitte des Bildes — bis zu seinem letzten Ende hin — gehen, und ferner die Platte etwas an das Papier angedrückt werden. Die pinselartige Verbreiterung des letzten Endes dieses Bildes ist dann sofort spurlos verschwunden, während demgegenüber der entsprechende Randschleier in den oberen Teilen des Bildes mit

[1]) B. Walter u. R. Pohl, Ann. d. Phys. **25**, 715 (1908).

solcher Deutlichkeit hervortritt, daß das Bild auch ohne Messung hier erheblich breiter erscheint als unten. Der Grund der optischen Täuschung ist natürlich eine Kontrastwirkung. Der schwache Randschleier des Bildes tritt neben dem in der Fig. 13 schwarzen zentralen Teil des Bildes zurück, wird aber unten, wo der dunkle Kern fehlt, in seiner ganzen Breite mitgemessen. In Übereinstimmung mit dieser Erklärung steht die Tatsache, daß die scheinbare Verbreiterung gerade bei einer Spaltweite von 7,5 μ beginnt, d. h. an der Stelle, bei der nach den geometrischen Abmessungen des Apparates der Kernschatten des Bildes verschwindet $\left(s_2 = \frac{1}{2} s_1\right)$.

Man erhält also von einem keilförmigen Spalt wieder ein keilförmiges Röntgenbild, wenn man es vermeidet, wie Haga und Wind den Grenzlinien subjektiv oder relativ zur Bildmitte gleicher Intensität zu folgen. Leider kann man den Haga und Windschen Aufnahmen nicht mit Sicherheit entnehmen, bis herab zu welcher Weite des keilförmigen Spaltes eine Abbildung erhalten bleibt, die ein keilförmiges Bild ergibt. Der Grund der Unsicherheit liegt in der Ausmessung der Weite des Spaltes s_2. Diese ist in der Weise ausgeführt, daß die Platte P dem Spalt s_2 auf wenige Millimeter Abstand genähert und das erhaltene Bild unter dem Mikroskop ausgemessen wurde. Man erhält auf diese Weise zu große und von der Expositionsdauer der Platte abhängige Werte. Walter und Pohl haben einen unter dem Mikroskop direkt ausgemessenen Spalt, der sich von 7 auf 1 μ verjüngte, in der gleichen Weise wie Haga und Wind abgebildet. a war $= 75$, $b = 0{,}6$ cm, und die Strahlenenergie wurde durch die Weite des Spaltes s_1 variiert. In der folgenden Tabelle 10 bedeutet *Bo* die obere, *Bu* die untere Breite des Bildes und das Produkt $s_1 i t$ die auf die Platte entfallende Röntgenenergie (t = Zeit, i = Milliampere in der Röhre bei konstanter Härte).

Tabelle 10.

s_1	7	100	100	100	400 μ
$s_1 i t$	3360	6500	7800	9300	20 000
Bo	10	12	12	13	14 μ
Bu	4	5	6	7	8 μ

Fig. 13.

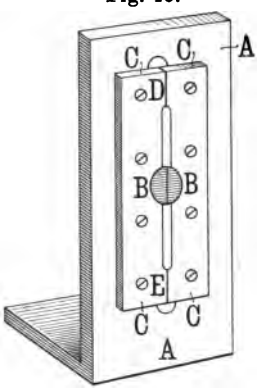
$s_2 = 6\ \mu$
b
4 μ
3,5 μ

Fig. 14.

$s_2 = 6{,}6\ \mu$
[Nr. 12]
4,7 μ
[Nr. 14]
2,5 μ
[Nr. 16]
1,4 μ
0,0 μ
[Nr. 18]

Man sieht, daß von einer adäquaten Abbildung des Spaltes zur Bestimmung seiner Weite nicht die Rede sein kann, alle Bilder sind um ein längs der Spaltlänge konstantes additives Stück verbreitert, das schon bei der geringsten Expositionszeit 3 μ beträgt und bei der sechsmal größeren Expositionszeit auf 7 μ ansteigt, während die auf 400 μ vergrößerte Breite von s_1 noch nicht 1 μ erklären würde.

Fig. 15.



Später haben dann Walter und Pohl[1]) versucht, die Grenze der Abbildung durch die Röntgenstrahlen festzustellen. Die Anordnung glich im Prinzip der Fig. 11. Die Abstände a und b wurden = 80 cm gewählt, die Werte von s_1 auf 6 μ heruntergesetzt und s_2 verjüngte sich von 20 μ auf 0 mm. Die 20 mm langen Spaltbacken B (Fig. 15) bestanden aus Platin, dessen Dicke bei s_1 1 mm und bei s_2 0,4 mm betrug. Ihre Flächen waren optisch spiegelnd poliert und standen dank ihres Herstellungsverfahrens senkrecht auf der geschliffenen Fläche A ihres Trägers. Die Vertikal- und Tiefenausrichtung beider Spalte wurde sorgfältig ausgeführt und die Ausmessung der Spalte geschah auf beiden Seiten unter dem Mikroskop bei 230- bis 550facher Vergrößerung.

Das beste von den erhaltenen Bildern ist in Fig. 14 in seinem letzten Ende in 17facher Vergrößerung mit Angabe der zugehörigen Spaltweite reproduziert. Bis herab zu $s_2 = 2\,\mu$ ist für das Auge keine Abweichung vom geometrischen Strahlengang zu erkennen. Erst bei etwa 2 μ wird das Bild so schwach, daß die optische Täuschung der pinselartigen Verbreiterung auftritt. Die wirkliche Ausmessung der Bildbreiten stößt auf erhebliche Schwierigkeiten, die in dem störenden Einfluß des Plattenkornes auf die Schärfe des Bildrandes begründet sind. In den Fig. 16 und 17 sind zwei 72fache Vergrößerungen des Spaltbildes reproduziert, wie sie einer Weite des keilförmigen Spaltes s_2 von 10,9 bzw. 2,5 μ entsprechen. Wir sehen schon bei Fig. 16 durchaus kein

[1]) B. Walter u. R. Pohl, Ann. d. Phys. **29**, 331—354 (1909).

Bild mit geradlinigen Kanten, sondern der Rand des Bildes weist nach beiden Seiten zackige Struktur auf. Die Silberteilchen haben sich am Rande derart ausgeschieden, daß sie sich im Verein mit dem Korn des Plattengrundes bald in Form größerer Zacken nach außen anlagern, bald nach innen vorspringend vom Silber entblößte Zacken entstehen lassen. Mißt man jetzt die gesamte Breite des Bildes einschließlich aller ihm nach außen angelagerten Zacken — von Plattenfehlern natürlich abgesehen — so erhält man ein zu großes Bild, mißt man lediglich den lückenlos geschwärzten Teil des Bildes, indem man alle nach innen vorspringende Ecken ausschließt, so erhält man ein zu schmales

Fig. 16.

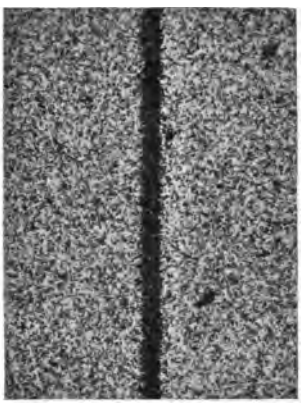
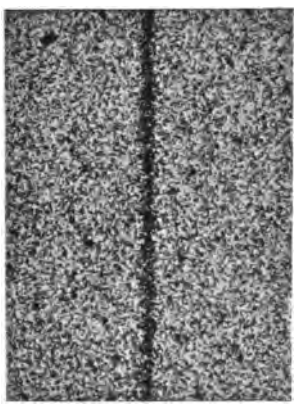


Fig. 17.



Bild; doch wird das Mittel beider mit beträchtlicher Annäherung die Größe der nach innen und außen sich erstreckenden Zacken eliminieren, und dieses Bild sei als „wahre" Bildbreite bezeichnet. Der Unterschied der „äußeren" und der „inneren" Bildbreite beträgt schon bei den $s_2 = 11\,\mu$ entsprechenden Teilen des Bildes $15\,\mu$ oder etwa 1 mm in der Fig. 16. Es ist jedoch aus subjektiven Gründen zu erwarten, daß diese Differenz beider Bilder mit abnehmender Intensität des Bildes noch größer wird, denn je weniger dicht die Silberteilchen des Bildes gelagert sind, desto eher vermag das Korn der Platte durch Bildung von nach außen und innen überstehenden Zacken die wahre Bildbreite zu verdecken. Das ist in der Tat der Fall. Die Differenz beider Bildbreiten

nimmt unterhalb der Spaltweite $s_2 = 3\,\mu$ sehr stark zu, d. h. in dem Intervall, in dem nach einer einfachen geometrischen Betrachtung die Intensität des Bildes stark abfällt.

In der folgenden Tabelle 11 sind die mikroskopischen Ausmessungen dieses Beugungsbildes wiedergegeben.

Tabelle 11.

Weite des Spaltes μ	Äußere Bildbreite μ	Innere Bildbreite μ	Wahre Bildbreite w μ	Geometrische Bildbreite x μ	$w - x$ μ
19,6	51	34	43	45	-2
16,3	42	27	35	39	-4
13,8	36	27	32	34	-2
10,9	33	24	29	28	$+1$
9,0	31	21	26	24	$+2$
6,6	26	13	20	19	$+1$
4,7	25	6	16	15	$+1$
2,5	25	0	13	11	$+2$
1,4	25	—	<13	9	$<+4$

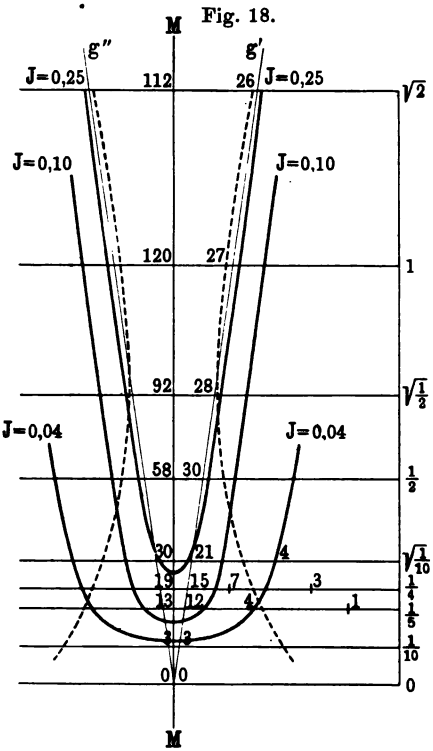
Als geometrische Bildbreite x ist die Breite eingetragen, die man bei einem rein geometrischen Strahlengang berechnet, und aus der letzten Spalte sieht man, daß die gemessenen Grenzen des Bildes keine Abweichungen gegenüber einer Keilform ergeben, abgesehen nur von der Spaltweite $s = 1{,}4\,\mu$, bei der man die innere Bildbreite nicht bestimmen kann, da diese schon bei $s_2 = 2{,}5\,\mu = 0$ geworden ist. Bis herab zu $s_2 = 2\,\mu$ tritt also keine dem Licht analoge Verbreiterung des Bildes auf, die Linien absolut gleicher Strahlungsintensität biegen nicht nach außen aus und daraus würde nach der Formel (25) folgen, daß keine periodische Strahlung von $\lambda \geqq 1{,}2.10^{-9}$ cm vorhanden ist.

Nun hat man aber, wie zuerst Sommerfeld[1]) gezeigt hat, bei einem Röntgenimpulse im Gegensatz zum periodischen Licht keine Verbreiterung des Beugungsbildes, d. h. keine seitliche Abweichung der Linien absolut gleicher Intensität zu erwarten, sondern die Linien absolut gleicher Intensität bleiben Gerade und rücken nur weiter von der Mittellinie ab, als es dem

[1]) A. Sommerfeld, Physik. Zeitschr. 2, 55 (1900).

geometrischen Strahlengange für $\lambda = 0$ entspricht. Das wird des näheren durch die Fig. 18 erläutert. Die beiden Geraden $g'' O$ und $g' O$ geben das Bild, das ein Spalt s_2 ergibt, falls auf ihn ein Röntgenimpuls mit unendlich kleiner Breite und ebener Impulsfront auffällt, und die Helligkeit innerhalb des Dreieckes $g'' O g'$ ist konstant.

Fig. 18.



Hat jedoch der Impuls eine endliche Breite, so rücken die äußeren Grenzen des Bildes nach außen, der untere spitze Winkel wird durch gebogene Kurven ersetzt, und man erhält im Innern des Bildes eine Intensitätsverteilung, wie sie durch die Linien gleicher Helligkeit J dargestellt ist. Die beigefügten Zahlen geben die Intensität, bezogen auf die des einfallenden Impulses als Einheit. Um diese Intensitätsverteilung unabhängig von der absoluten Größe des Impulses darzustellen, ist an der Ordinate die Breite des Spaltes s_2 in Einheiten von $\sqrt{8\lambda b}$ eingetragen, falls b wieder den Abstand zwischen s_2 und der photographischen Platte bedeutet (Fig. 11). Die Intensitätskurven für $J > 0{,}25$ sind nicht mit eingezeichnet, sondern statt dessen sind nur ihre Schnittpunkte mit der Mittellinie durch die entsprechenden mit 100 multiplizierten Zahlen für J markiert. An der Stelle, wo der Beugungsspalt $s_2 = \sqrt{8\lambda b}$ breit ist, hat die Intensität ein Maximum, sie beträgt das 1,2fache der einfallenden Intensität und das ist, wie eine einfache geometrische Betrachtung zeigt, gerade die Breite des

Spaltes s_2, die dem Durchmesser der ersten (und einzigen) Fresnelschen Zone gleich ist (siehe Fig. 19):

$$\left(\frac{s_2}{2}\right)^2 = (b+\lambda)^2 - b^2;\ s_2 = \sqrt{8\,\lambda\,b}.$$

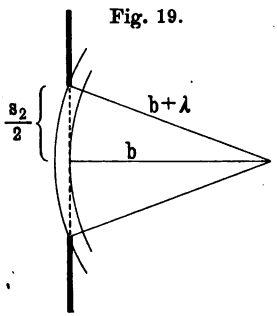
Die punktierte Linie der Fig. 18 gibt die Niveaulinien einer relativ zur Mittellinie gleichen Intensität. Sie erweitert sich nach unten fächerförmig, sobald die Spaltweite

$$s_2 = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\sqrt{8\,\lambda\,b} = 2\sqrt{\lambda\,b}$$

wird.

Man könnte durch die Auffindung einer solchen Spaltbreite die Existenz einer Beugung des Röntgenimpulses beweisen, denn unser Auge folgt nach dem Fechnerschen Gesetz den Linien relativ gleicher Intensität, sieht also ohne weiteres die Stelle des Beugungsbildes, an der die fächerförmige Verbreiterung einsetzt. Man könnte sogar denken, die Bilder der Fig. 13 und 14 zu benutzen, aber das geht nicht. Wir haben in praxi keine unendlich entfernte punktförmige Lichtquelle, sondern statt dessen den Spalt s_1 als endliche Lichtquelle, die uns bei streng geomemetrischem Strahlengange ein Bild mit Kern- und Halbschatten liefert. Dieser Kernschatten verschwindet, wenn $s_2 = 0{,}5\,s_1$ ist. Von da an sinkt auch bei rein geometrischem Strahlengang die Intensität der Mittellinie kontinuierlich, die Kurven relativ gleicher Intensität gehen fächerförmig nach außen, und man bekommt eben den Pinsel, der in den Fig. 13 und 14 klar hervortritt. Der Pinsel beginnt bei dem Bilde von Haga und Wind (vgl. Fig. 12 und Kurve *C*) bei etwa $7\,\mu$, bei dem von Walter und Pohl bei etwa $3\,\mu$, während der geometrische Kernschatten bei 7,5 bzw. $3\,\mu$ aufhört. Demnach geben die Linien relativ gleicher Intensität, die das Auge an den Bildern der Fig. 13 und 14 wahrnimmt, und die Haga und Wind auch gemessen haben, nicht den geringsten Anhaltspunkt für die Existenz einer Beugung.

Fig. 19.



Statt dessen muß man versuchen, als Kriterium für die Existenz der Beugung das Intensitätsmaximum in der Mittellinie des

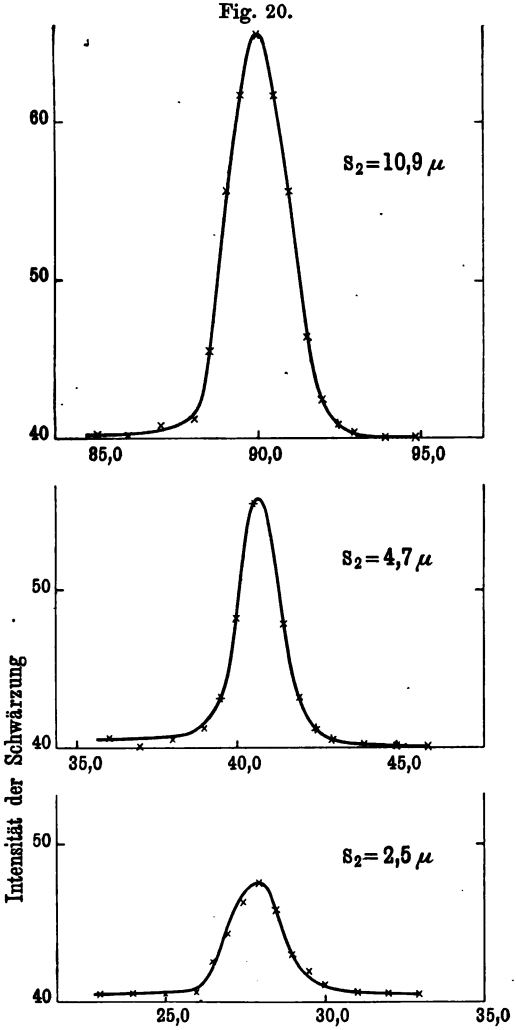
Bildes festzustellen oder sehen, daß die Intensität im Gebiete des rein geometrischen Kernschattens nicht konstant ist und die Niveaulinien merklicher Intensität noch über die äußere Grenze des Halbschattens herausgehen. Um die Grenze des Kern- und Halbschattens berechnen zu können, ist daher eine sehr genaue Kenntnis der Spaltweiten erforderlich, und es müssen auch Verwackelungen des ganzen Apparates (Fig. 11) ausgeschlossen sein. Wegen der ersten Bedingung scheiden die Aufnahmen von Haga und Wind aus.

Es ist P. P. Koch[1]) durch die Konstruktion eines Mikrophotometers kürzlich gelungen, das beste der Beugungsbilder von Walter und Pohl auszumessen und die Linien gleicher Intensität zu bestimmen. Bei einer derartigen Photometrierung ist der wesentliche Punkt, die Diskontinuität des Kornes der Platte für das Auge auszuschalten (Fig. 16 und 17), und von der zu photometrierenden Plattenstelle ein unscharfes Bild herzustellen, wenn man nicht, wie dies Koch neuerdings getan hat, das Auge durch eine lichtempfindliche Zelle ersetzt, die vor dem Auge die Fähigkeit voraus hat, die verschiedenen Helligkeiten in zeitlicher Folge integrieren zu können. Die Fig. 20 gibt zunächst die Helligkeitsverteilung des Bildes an den Stellen, die einer Weite des Beugungsspaltes von 10,9, 4,7 und 2,5 μ entsprechen, und aus einer Reihe solcher Kurven hat Koch dann die Niveaulinien gleicher Schwärzung im Bilde konstruiert, die in der Fig. 21 reproduziert sind. Die Zahlen auf der oberen Horizontalen geben den Schwärzungsgrad der einzelnen Niveaulinien. Das kleine schraffierte Feld entspricht der Größe der Fläche, die das Gesichtsfeld des Photometers bei der Beobachtung ausfüllt. Die Kreuze geben die gegenseitige Neigung der beiden Ränder des Beugungsspaltes, während die Pfeile bei den Spaltbreiten von 19,6 μ und 2,5 μ die Punkte markieren, deren Verbindungslinien die wahre Bildbreite geben, wie sie Walter und Pohl in der Tabelle 11 angegeben hatten. Man sieht zunächst, daß diese Kochschen Messungen die Behauptungen Walters und Pohls durchaus bestätigen, daß der Keil s_2 tatsächlich als ein Keil abgebildet wird, dessen Winkel dem entspricht, der sich aus dem geometrischen Strahlengang aus dem Werte von s_2 und s_1 für die Grenze des Halbschattens

[1]) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **38**, 507 (1912).

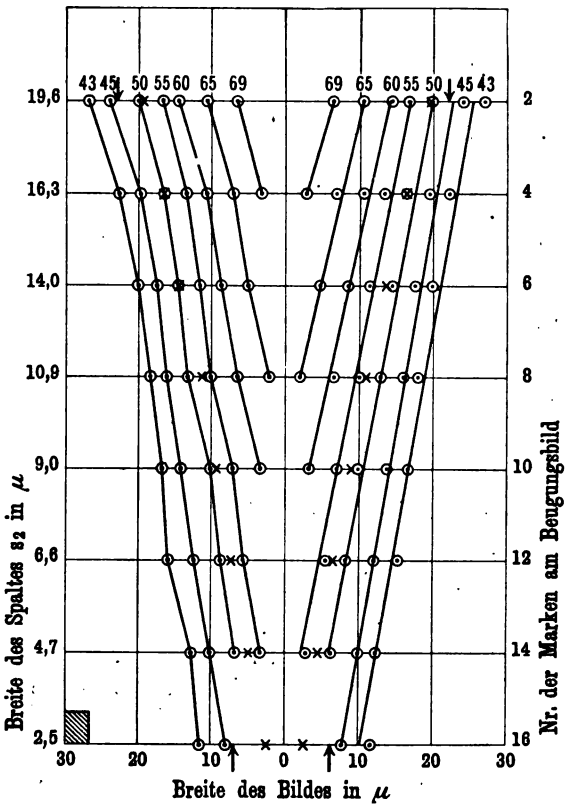
berechnet. Gleichzeitig aber sieht man, daß das Gebiet der Vollbeleuchtung (Schwärzungszahl 69) keineswegs bis zur Spaltweite $s_2 = \frac{s_1}{2} = 3\,\mu$ heruntergeht, sondern schon bei etwa $14\,\mu$

Fig. 20.



verschwindet, und daß auch außerhalb der durch die Pfeile markierten Grenzen des geometrischen Halbschattens noch Niveaulinien gleicher Intensität gemessen sind, deren Intensität von 45 bzw. 43 Schwärzungseinheiten sich von der Schwärzung des Platten-

Fig. 21.



grundes (etwa 41) noch merklich abhebt. Beide Erscheinungen sprechen dafür, daß hier tatsächlich eine Beugung der Röntgenstrahlen vorliegt, wie sie einem Impulse im Gegensatz zu einem periodischen Wellenzuge entspricht, vorausgesetzt, daß zwei Bedingungen erfüllt sind: es darf weder während der immerhin sechsstündigen Expositionszeit der Träger der Fig. 11 um $\pm 5\,\mu$

sich gebogen oder auch gewackelt haben, noch darf eine erhebliche Diffusion des Bildes in der photographischen Schicht stattgefunden haben, wie sie in starkem Maße in der Tabelle 10 hervortrat. Jede der Fehlerquellen für sich würde schon genügen, um eine für die Beugung charakteristische Verteilung der Niveaulinien vorzutäuschen. Doch dürfte insbesondere die seitliche Verwackelung der Spalte durch Erschütterungen weitgehend vermieden sein, wie Koch daraus geschlossen hat, daß weitere Aufnahmen Walters und Pohls, die unter weniger günstigen Bedingungen der Stabilität des Apparates erhalten waren, statt der Geraden einen ganz regellosen Verlauf der Linien gleicher Schwärzung ergeben.

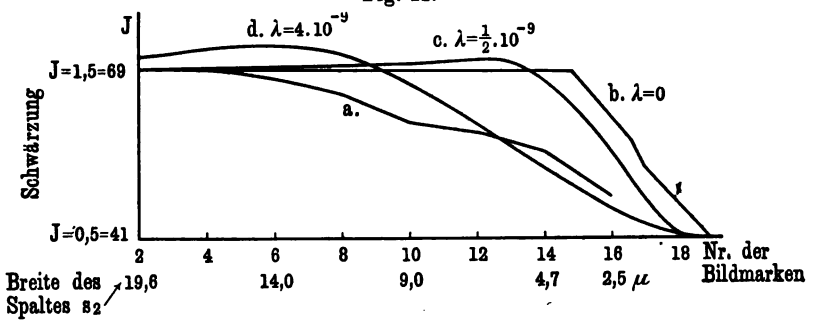
Dürfte auch die Existenz einer Beugung durch die Aufnahmen von Walter und Pohl als nicht unwahrscheinlich gelten, so machen doch die beiden eben erwähnten Fehlerquellen eine quantitative Auswertung des Beugungsbildes ziemlich illusorisch, die Größe der Impulsbreite, die man erhält, kann höchstens als ein oberer Grenzwert gelten.

Sommerfeld[1]) hat die Linien gleicher Schwärze in der Fig. 18 für $\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ cm genau berechnet und die Änderung im Verlauf der Kurven durch die endliche Breite des Spaltes s_1 und die Höhe des Brennfleckes auf der Antikathode (etwa 5 mm) berücksichtigt. Es fand sich, daß sowohl das Gebiet der Vollbeleuchtung größer ist als in den Kochschen Photogrammen, wie auch, daß die Niveaulinie mit der Schwärzungsintensität 0,1 noch erheblich innerhalb der äußeren von Koch gemessenen Geraden gleicher Schwärzung liegt. Auch die Intensitätsverteilung in der Mittellinie für $\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ cm entspricht nicht den Kochschen Zahlen. In der Fig. 22 sind als Abszisse die Marken[2]) des Beugungsbildes mit den zugehörigen Weiten des Spaltes s_2 eingetragen, und als Ordinate die Schwärzung. Kurve b entspricht $\lambda = 0$, d. h. dem geometrischen Kern- und Halbschattenbild (der Knick ist durch die endliche Höhe des Brennfleckes verursacht), Kurve c entspricht $\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ cm, während Kurve a die experimentell gefundene Verteilung darstellt. In allen drei Fällen führt also $\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ cm nicht zur Deutung

[1]) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 38, 473 (1912). — [2]) In der Fig. 14 in [] beigefügt.

der beobachteten Intensitätsverteilung. Hingegen möglichenfalls $\lambda = 4.10^{-9}$ cm. Dieser Impulsbreite entspricht in der Fig. 22 die Kurve *d*, die der experimentellen *a* wenigstens einigermaßen nahe kommt. Doch vergesse man nicht, daß in diese Betrachtung über die Intensität der Mittellinie die unbekannte Zuordnung von Strahlungsintensität und Plattenschwärzung eingeht. $\lambda = 4.10^{-9}$ cm können wir einstweilen als die Größenordnung der Impulsbreite

Fig. 22.



der Röntgenstrahlen von harten technischen Entladungsrohren betrachten. Doch ist die Zahl nur ein oberer Grenzwert, da erst weitere Versuche zeigen können, wie weit das ihr zugrunde gelegte Beugungsbild von Walter und Pohl von den Fehlern seitlicher Verwackelung und photographischer Diffusion des Bildes in der Platte frei war.

Drittes Kapitel.

Die Fig. 23 veranschauliche noch einmal das Schema eines Elektrons, das auf der Strecke *Ol* geradlinig gebremst wird. Die Röntgenenergie befinde sich zur Zeit *t* zwischen den beiden Kugelschalen, deren Abstand wir als Impulsbreite bezeichnen. Aus dieser Figur können wir ohne weiteres drei Folgerungen ziehen:

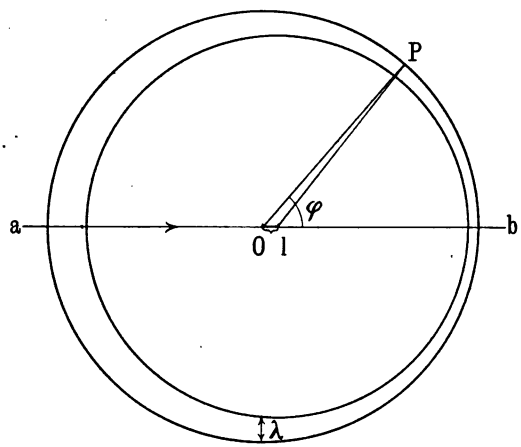
1. Die Röntgenenergie ist nicht gleichmäßig über die ganze Kugelfläche verteilt. Die Strahlung ist in der Richtung des Brems-

weges gleich Null, da in ihr nur eine longitudinale Welle auftreten könnte.

2. Die Impulsbreite ist selbst für eine einheitliche Geschwindigkeit der Elektronen nicht konstant, sie variiert für verschiedene Emissionswinkel φ gemäß dem Dopplerschen Prinzip, ist aber zwischen zwei Grenzen eingeschlossen, deren Werte von dem Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit abhängen.

3. Die Strahlung ist polarisiert, die Ebene des elektrischen Vektors ist die Zeichenebene.

Fig. 23.



Diese Strahlung, die von den geradlinig in der Richtung ihrer Flugbahn gebremsten Elektronen ausgeht, wollen wir im folgenden als „gerichtete“ Röntgenstrahlung bezeichnen.

Die gerichtete Strahlung ist bei keiner Antikathode allein vorhanden. Die Elektronen werden bei weiterem Eindringen in das Atomgefüge der Antikathode unregelmäßig nach allen Seiten, auf gekrümmten oder zickzackförmigen Bahnen, abgelenkt und allmählich verlangsamt (Lenard), bevor sie im Inneren eines Atoms gebremst werden. Die Folge ist eine regellos verteilte Emission inhomogener Strahlen, unter denen die größeren Impulsbreiten überwiegen. Hinzu kommt noch, daß neben den von den Kathodenstrahlen erzeugten Röntgenstrahlen in fast allen

Fällen eine intensive sekundäre Röntgenstrahlung auftritt, die die primären Strahlen im Material der Antikathode erzeugen [1]), und infolgedessen haben wir neben der gerichteten Strahlung eine erhebliche Emission, für die die obenstehenden drei Sätze nicht gelten und die wir unter dem Namen der „ungerichteten" Röntgenstrahlung zusammenfassen wollen.

Infolge der Überlagerung der gerichteten und der ungerichteten Strahlung emittiert also ein Röntgenrohr auch dann ein inhomogenes Gemisch, wenn ein homogenes Bündel Kathodenstrahlen auf die Antikathode fällt. Die Homogenität einer Röntgenstrahlung definieren wir, solange wir die Impulsbreite nicht direkt messen können, durch die Existenz eines einheitlichen Absorptionskoeffizienten μ, der die Intensität nach einem einfachen Exponentialgesetz:

$$J = J_0 e^{-\mu d} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (26)$$

unabhängig von der durchstrahlten Schichtdicke d bestimmt.

In dieser Weise hat Adams [2]) festgestellt, daß ein homogenes, aus einem magnetischen Spektrum ausgeblendetes Kathodenstrahlbündel eine Röntgenstrahlung erzeugt, die sich im Sinne der Gleichung (26) erst dann als homogen erweist, wenn man die weniger durchdringenden, in sich inhomogenen Röntgenstrahlen durch zwischengeschaltete Metallfolien ausblendet. Sehr kleine Spannungen (etwa 3000 Volt) scheinen nach Messungen Whiddingtons [3]) die Homogenität der Röntgenstrahlen bei Verwendung homogener Kathodenstrahlen zu vergrößern, doch macht gerade das gebräuchlichste Antikathodenmaterial, nämlich Pt (ebenso wie Al), davon eine Ausnahme.

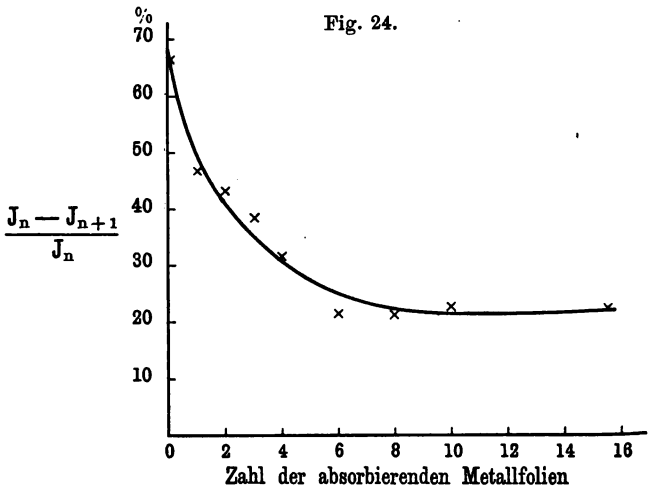
Die Inhomogenität der Röntgenstrahlen muß natürlich erheblich größer werden, wenn außer der Überlagerung der gerichteten und der ungerichteten Strahlung nun für ihre Erzeugung noch ein inhomogenes Kathodenstrahlbündel benutzt wird, in dem, wie bei dem für intensive Strahlen immer noch unentbehrlichen Induktorbetrieb, Kathodenstrahlen sehr verschiedener Geschwindigkeiten vorhanden sind. Diese schon von Röntgen beobachtete Inhomogenität der Strahlen wird sehr anschaulich durch eine

---

[1]) Vgl. S. 88. — [2]) J. M. Adams, Phys. Rev. **26**, 202 (1908). — [3]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. **85**, 114, Fig. 6 (1911); siehe auch S. 81.

Versuchsreihe von Seitz[1]) erläutert, der ein Rohr mit einem 50 μ dicken Al-Fenster versah, um auch solche Strahlen beobachten zu können, die sonst durch eine Glaswand des Rohres nicht hindurchgehen. Die vom Induktor erzeugte Spannung betrug 23 000 Volt, die Intensität wurde mittels sekundärer Kathodenstrahlen (vgl. siebentes Kapitel) gemessen, und die Zahlen sind in der Fig. 24 graphisch dargestellt. Die Abszisse gibt die Zahl der absorbierenden Metallfolie, und die Ordinate die durch das $(n + 1)$ Blatt bewirkte Schwächung der Strahlen, ausgedrückt

Fig. 24.



in Prozenten der von n Blättern durchgelassenen Strahlung. Diese Darstellung läßt kleine Beobachtungsfehler zwar unverhältnismäßig stark hervortreten, zeigt aber sehr deutlich, daß eine homogene Strahlung erst beobachtet wird, wenn die sehr inhomogene weniger durchdringende Strahlung durch etwa acht Metallfolien fortgenommen ist. Die letztere überwiegt erheblich, sie beträgt 98 Proz. der Gesamtstrahlung, und nur die durchdringendsten 2 Proz. sind praktisch homogen.

Bei dieser Lage der Dinge, ist es ersichtlich, daß die experimentelle Prüfung der drei am Anfang dieses Kapitels angeführten

[1]) W. Seitz, Ann. d. Phys. 27, 301 (1908).

Eigenschaften der gerichteten Röntgenstrahlung auf mannigfache Schwierigkeiten stößt.

Betrachten wir zunächst die Abhängigkeit der Impulsbreite λ vom Emissionswinkel φ, auf die zuerst W. Wien[1]) hingewiesen hat. Wir sahen, daß die Impulsbreite unter der Annahme gleichförmiger Verzögerung von der Geschwindigkeit $v = v_0$ auf $v = 0$ senkrecht zur Bremsrichtung $\lambda_{\varphi = 90^0} = \frac{2lc}{v_0}$ betrug.

In der Richtung, die der Flugrichtung gleichgerichtet ist, ist sie um die Länge l des Bremsweges kleiner, also

$$\lambda_{\varphi = 0^0} = \frac{2lc}{v_0} - l,$$

oder in der Richtung φ kleiner um $l \cos\varphi$, so daß allgemein gilt:

$$\lambda_\varphi = l\left(\frac{2c}{v_0} - \cos\varphi\right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (27)$$

wenn wir φ wie in der Fig. 23 zählen. Der größte und der kleinste Wert von λ liegen in der Richtung des Bremsweges vor und hinter der Antikathode, und zwar in den beiden Richtungen, in denen die Intensität nach dem ersten Satz gleich Null ist. Da

$$\frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}} = \frac{\frac{2c}{v_0} + 1}{\frac{2c}{v_0} - 1} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (28)$$

ist, so erhalten wir beispielsweise für 59 000 Volt und $v = 1{,}38 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ 1,6 als oberen Grenzwert für das beobachtbare Verhältnis der Impulsbreiten.

In Ermangelung einer direkten Messung muß man die Impulsbreiten einstweilen durch den Absorptionskoeffizienten μ für ein Material definieren, das nach den Ergebnissen des sechsten Kapitels keine selektive Absorption für den zu untersuchenden Impulsbereich besitzt. Man kann so λ durch μ mit ähnlicher Eindeutigkeit definieren, wie in der Optik λ durch den Brechungsindex n, sofern man einer Absorptionsbande mit anomalem Verlaufe der Dispersionskurve fernbleibt.

---

[1]) W. Wien, Ann. d. Phys. 18, 991—1007 (1905).

Die Abhängigkeit der Impulsbreite vom Emissionswinkel φ ist experimentell bereits sicher nachgewiesen. Friedrich[1]) benutzte ein technisches Röntgenrohr, dessen Anode durch einen Kupferklotz mit einem Platinüberzug gebildet war. Die Ungleichheiten in der Dicke der Glaswand — die Kugeln werden in der Hütte vom Kathodenschaft aus aufgeblasen und haben in dessen Nähe die größte Glasdicke — wurden durch kleine Glasstücke aus demselben Schmelzfluß so kompensiert, daß die Strahlen unter allen Emissionswinkeln 2 mm Glas zu durchsetzen hatten. Dann wurde die prozentische Absorption ermittelt, die verschiedene Filter im Gange der Strahlen hervorbrachten, wenn die Betriebsspannung des Rohres etwa 45 000 Volt betrug. Friedrichs Zahlen sind in der Tabelle 12 vereinigt. Sie zeigen eindeutig, daß die Absorbierbarkeit mit abnehmenden Emissionswinkeln φ kleiner sind, und zwar im Sinne der Theorie, nach der für $\varphi = 0$, d. h. in der Richtung der primären Kathodenstrahlen, die Impulsbreite den kleinsten Wert erreichen soll.

Tabelle 12.

Emissionswinkel $\varphi =$		70° Proz.	103° Proz.	133° Proz.
Prozentische Absorption der Strahlen bei Einschaltung von	0,666 mm Glas .	30,7	33,9	35,3
	0,0025 „ Pt . .	26,2	28,8	23,9
	0,005 „ „ . .	41,5	44,8	45,4

Friedrichs Messungen sind elektroskopisch ausgeführt. Stark[2]) hat analoge Versuche auf photographischem Wege angestellt, indem er als Antikathode eine dünne Kohlescheibe benutzte. Die Strahlen fielen auf einen kreisförmig gebogenen Film, und aus dessen Schwärzungskurve berechnete dann Stark ebenfalls einen mit φ wachsenden Absorptionskoeffizienten μ, indem er annahm, daß das Strahlengemisch auf seinen verschieden langen Wegen im Inneren der scheibenförmigen Antikathode nach einem einfachen Exponentialgesetz geschwächt wird. Ein von Stark beobachtetes Minimum von μ bei $\varphi \sim 70°$ dürfte durch diese Art der Berechnung veranlaßt sein.

[1]) W. Friedrich, Dissert., München 1912. — [2]) J. Stark, Physik. Zeitschr. 11, 107 (1910).

Eine Polarisation der Röntgenstrahlen ist durch viele experimentelle Untersuchungen festgestellt, und zwar zuerst im Jahre 1905 durch Barkla. Barkla [1]) ging von folgender Überlegung aus: Sei K die Kathode, A die Antikathode des Röntgenrohres (Fig. 25), so liegt der elektrische Vektor in der Zeichenebene und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Strahlen. Treffen die Röntgenstrahlen R auf einen festen Körper P, so werden in diesem Elektronen in der Richtung des elektrischen Vektors beschleunigt, und diese strahlen eine sekundäre Röntgenstrahlung aus, die ihrerseits senkrecht zur Beschleunigung steht und daher maximal senkrecht zur Zeichenebene emittiert wird. Es gelang Barkla [2]) in der Tat, in der in P zu PA senkrecht stehenden Ebene mit Hilfe von Elektroskopen eine Verteilung der Sekundärstrahlen nachzuweisen, wie sie einer partiellen Polarisation der Primärstrahlen entspricht.

Fig. 25.

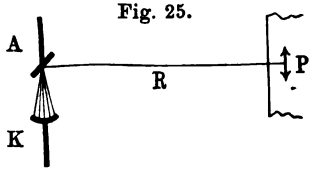
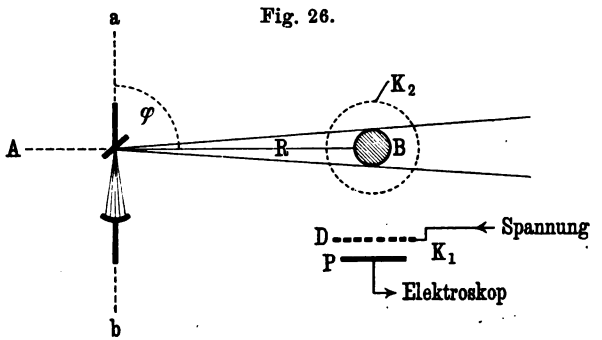


Fig. 26.

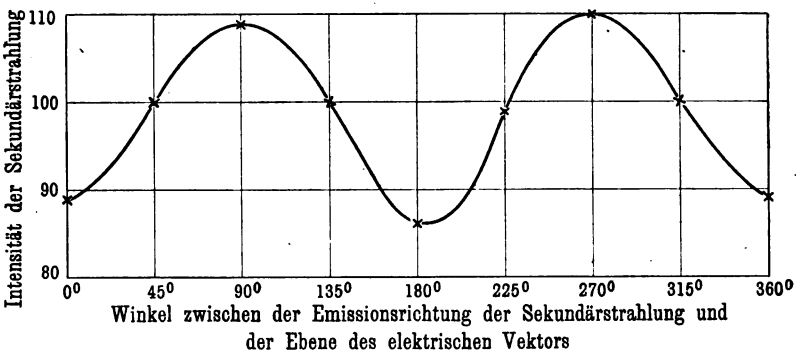


Barklas Versuche sind von verschiedenen Seiten bestätigt und ergänzt, so von Ham [3]), Vegard [4]), und insbesondere durch eine außerordentlich sorgfältige Arbeit von E. Baßler [5]). In der Fig. 26 bedeutet ab ein Röntgenrohr. Es ist um eine genau

[1]) C. G. Barkla, Phil. Trans. London **204**, 467—479 (1905). — [2]) Derselbe, Proc. Roy. Soc. **77**, 247—255 (1906). — [3]) W. R. Ham, Phys. Rev. **30**, 96—121 (1910). — [4]) L. Vegard, Proc. Roy. Soc. **83**, 379—393 (1910). — [5]) E. Baßler, Ann. d. Phys. **28**, 808 (1909).

durch den Brennfleck und die Mittellinie des Strahlenkegels RA gehende Achse drehbar angeordnet. Der Winkel φ beträgt zunächst 90°. Der Strahlenkegel hat etwa 5° Öffnung und fällt in etwa 73 cm Abstand auf eine Paraffinkugel B von 5 cm Durchmesser, die von einer dünnen paraffinierten Messingstange getragen wird. In 11 cm Abstand vom Zentrum der Kugel befindet sich ein aus dem Drahtnetz D und der Platte P gebildeter Kondensator K_1. Ein genau gleicher Kondensator, Nr. 2, befindet sich, durch den punktierten Kreis angedeutet, oberhalb der Kugel. In dem Kondensator wird das Gas ionisiert, und diese Ionisation darf man, wie später zahlenmäßig belegt wird, direkt der Energie der sekundären Strahlung proportional setzen.

Fig. 27.



Als Maß der Polarisation definieren Baßler und Vegard

$$P_B = 100 \frac{E_\S - E_\mathfrak{E}}{E_\S + E_\mathfrak{E}} \quad \ldots\ldots\ldots (29)$$

wobei $E_\mathfrak{E}$ bzw. $E_\S$ den Ionisationsstrom bedeutet, den der in der Ebene des elektrischen bzw. des magnetischen Vektors gelegene Kondensator anzeigt. In der Fig. 26 mißt demnach der Kondensator Nr. 1 $E_\mathfrak{E}$, Nr. 2 den Strom $E_\S$. $E_\S - E_\mathfrak{E}$ werden durch direkte Differenzschaltung der Ionisationskammern erhalten. In dieser Differenzschaltung wird auch festgestellt, daß die Ströme in beiden Kondensatoren die gleichen sind, falls K_1 und K_2 nicht in der Ebene der elektrischen und magnetischen Feldstärke, sondern in den vier möglichen 45°-Zwischenstellungen eingestellt werden.

Baßler hat an einer Paraffinkugel bis zu 16 Proz. Polarisation beobachtet. Für eine Polarisation von 11 Proz. ist die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung vom Winkel ψ zwischen der Emissionsrichtung und der Ebene des elektrischen Vektors in der Kurve der Fig. 27 nach Baßlers Zahlen graphisch dargestellt.

Der Betrag der beobachteten Polarisation ist abhängig von dem Material des Sekundärstrahlers, also der Kugel *B*. Dem Paraffin ähnlich verhalten sich Petroleum, Äther, Benzin, Schwefelkohlenstoff usw., die in einer Glaskugel beobachtet werden. Die Sekundärstrahlung kommt hier größtenteils aus den tieferen Schichten des Materials. Von Metallen zeigt Al bis zu 6 Proz. Polarisation, bei Pb ist sie eben nachweisbar. Das gleiche gilt von Luft. Auf diese Materialunterschiede kommen wir im fünften Kapitel zurück (S. 87).

Daß die Polarisation nur partiell ist, steht mit unseren Annahmen im Einklang: Der gerichteten polarisierten Strahlung ist ein großer Betrag ungerichteter Strahlung überlagert.

Ferner variiert der Betrag der Polarisation mit der Betriebsspannung des Röntgenrohres, gemessen durch eine Parallelfunkenstrecke, und folglich mit der Geschwindigkeit der Elektronen (siehe Tabelle 13).

Tabelle 13.

Parallelfunkenstrecke cm	Polarisation	
	an Paraffin Proz.	an Al Proz.
4	16	—
5	13	—
6	9	6
8	8	—
9	—	4
12	3	3
20	2	—

Die deutliche Abnahme des polarisierten Anteiles mit wachsender Elektronengeschwindigkeit erklärt sich ungezwungen durch die Annahme, daß bei schnellen Kathodenstrahlen ein geringerer Bruchteil als bei langsamen Strahlen beim ersten Anprall geradlinig gebremst wird, und die Mehrzahl der Elektronen erst nach langem Zickzackweg unter Emission ungerichteter Strahlung zur

Ruhe kommt. Andererseits hat man bei einer und derselben Betriebsspannung des Rohres zu erwarten, daß in dem emittierten Strahlungsgemisch die weniger durchdringenden, weichen Strahlen dem ungerichteten Typ angehören und die an dem Gemisch beobachtete partielle Polarisation bei Ausblendung der weichen Strahlen zunimmt. Auch dieser Schluß wird durch Baßlers und Vegards Versuche bestätigt, aus denen ein kleiner Auszug in der Tabelle 14 wiedergegeben ist.

Tabelle 14.

Als absorbierendes Medium eingeschaltet	Polarisation an Paraffin Proz.	
Luft	10	Baßler
0,02 mm Pt	20	
Luft	10	
0,02 mm Pt	22	
2 cm Wasser + 0,4 mm Glas	21	
Luft	11	
Luft	4,1	Vegard
Al, das 50 Proz. absorbiert .	5,1	

Weiter hat Baßler gezeigt, daß die Polarisation von einer Drehung des Röntgenrohres um die Längsachse *ab* unabhängig ist, die Emission des gerichteten wie des ungerichteten Anteiles ist also um die Flugbahn der primären Kathodenstrahlen symmetrisch verteilt.

Hingegen zeigt sich eine erhebliche Abhängigkeit der Polarisation vom Winkel φ zwischen der Richtung der Kathodenstrahlen und der Richtung der Röntgenstrahlen. Diese Messungen bilden wohl den interessantesten Teil der Baßlerschen Arbeit, da mit ihrer Hilfe, wie wir am Schlusse dieses Kapitels sehen werden, nach Sommerfeld eine quantitative Prüfung der Verteilung der gerichteten Strahlung auf die verschiedenen Emissionswinkel φ möglich ist.

Das Maximum der Polarisation liegt bei allen drei Röhren der Tabelle 15 nicht bei $\varphi = 90^0$, sondern ungefähr bei 70^0, und dies Maximum ist nicht etwa dadurch vorgetäuscht, daß unter diesem Emissionswinkel die Röntgenstrahlen eine größere

Dicke der Glaswand zu durchlaufen haben und so von den weniger durchdringenden ungerichteten Strahlen durch Absorption befreit werden. Im Gegenteil haben gerade die Strahlen bei $\varphi \sim 70^0$ die geringste Glasdicke zu durchdringen, wie die Ausmessung der Glasdicken zeigt, und überdies hat auch Vegard Baßlers Beobachtungen für $\varphi = 114$ bis 173^0 bestätigen können.

Tabelle 15.

Winkel φ zwischen den Kathoden- und Röntgenstrahlen	Polarisation P_B		
	Röhre I Proz.	Röhre II Proz.	Röhre III Proz.
150^0	1,5	0,2	—
135	3,0	—	—
120	5,0	2	4
90	10	5	6,6
75	—	—	6,7
60	10	7	6,7

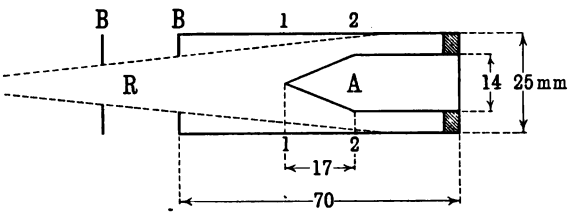
Es ist Baßler nicht gelungen, die durch die Polarisation bedingten Unterschiede der Sekundärstrahlen photographisch zu fixieren, wiewohl er die Versuchsbedingungen aufs mannigfachste variiert und auch gezeigt hat, daß eine Platte Intensitätsunterschiede, wie die durch die Ionisation gemessenen, ohne weiteres erkennen läßt. Ebensowenig kam Haga[1]) zum Ziel, und der Grund ist wahrscheinlich in der geringen photographischen Wirksamkeit der durchdringenden gerichteten Strahlen zu suchen, die neben der intensiven Schwärzung durch die absorbierbarere ungerichtete Strahlung zurücktritt. Hingegen gelang es Herweg[2]) 1909, die partielle Polarisation der von einer Kohleantikathode emittierten Primärstrahlen photographisch nachzuweisen. Das Strahlenbündel R fiel, durch passende Blenden begrenzt, auf einen Kohlekonus A, der sich im Inneren eines Messingzylinders befindet (Fig. 28). Die Innenwand des Messingrohres ist zwischen 1 und 2 mit einem photographischen Film ausgekleidet, der vor der Einwirkung der Primärstrahlen geschützt ist. Diese Anordnung ist

[1]) H. Haga, Ann. d. Phys. **23**, 439—444 (1907). — [2]) J. Herweg, ebenda **29**, 398—400 (1909).

von Haga angegeben und mit ihr fand Herweg nach ein- bis zweistündiger Exposition eine Schwärzung des Films, die deutlich zwei Maxima und zwei Minima erkennen ließ, und zwar die Minima oben und unten in unserer Fig. 28, wenn die primären Kathodenstrahlen und somit auch der elektrische Vektor in der Zeichenebene lagen.

Nunmehr kommen wir an den ersten der auf S. 37 aufgestellten Sätze, zu der Intensitätsverteilung der gerichteten Röntgenstrahlen unter verschiedenen Emissionswinkeln φ zwischen Röntgenstrahlen und der Fortpflanzungsrichtung der Kathodenstrahlen. Diesen Fall hat Sommerfeld[1]) rechnerisch behandelt.

Fig. 28.



Wird ein Elektron von der Geschwindigkeit $v_0 = \beta c$ plötzlich auf Null gebremst, so sendet es ein Feld aus, dessen elektrische und magnetische Feldstärke im Punkte P in großem Abstand r[2])

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{e}{2ar} \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \cos \varphi} \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (30)$$

beträgt, falls e die Ladung und a den Radius des Elektrons bezeichnen. Die durch die Flächeneinheit in P hindurchgehende Energie wird hiernach:

$$E_\varphi \sim \mathfrak{E} . \mathfrak{H} = const \cdot \frac{\beta^2 \sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (31)$$

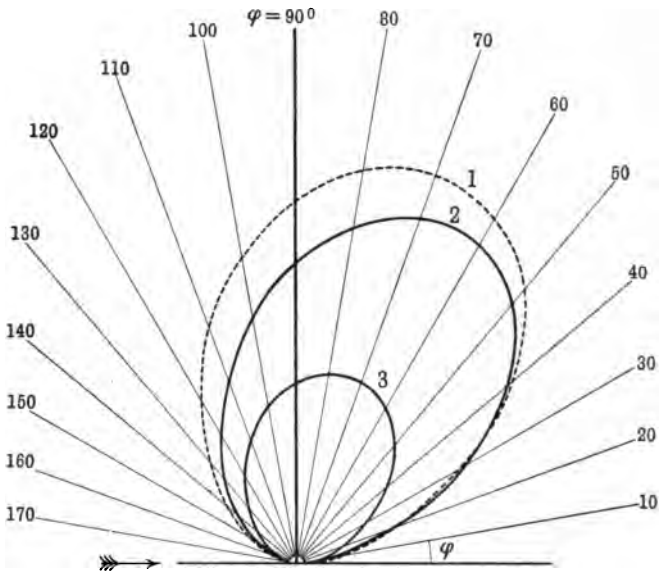
Der Zähler des Bruches zeigt, daß die Ausstrahlung der Energie transversal erfolgt und in der Flugrichtung des Elektrons, d. h. für $\varphi = 0^0$ und 180^0, gleich Null wird. Der Nenner gibt eine mit zunehmender Kathodenstrahlgeschwindigkeit wachsende Dissymmetrie der Strahlung, wie man am besten sieht, wenn man

[1]) A. Sommerfeld, Physik. Zeitschr. **10**, 969 (1909). — [2]) Vgl. M. Abraham, Lehrbuch, 2. Aufl., Gleichung (146e).

E_φ als Funktion von φ in ein Polardiagramm einträgt, wie dies in der punktierten Kurve der Fig. 29 geschehen ist.

Diese Dissymmetrie tritt jedoch noch deutlicher hervor, wenn man statt des momentanen einen langsamer verlaufenden Hemmungsvorgang annimmt. Um sie festzustellen, hat man zu

Fig. 29.



Radius Vektor = Intensität der gerichteten Röntgenstrahlung
φ = Winkel zwischen Emissionsrichtung und Bremsrichtung

berechnen, welche Gesamtenergie ein im Aufpunkt P befindlicher Beobachter erhält, wenn er die Abrahamsche Gleichung (11):

$$dE_{R\varphi} = \frac{1}{4\pi}\frac{e^2\dot{v}^2}{c^3 r^2}\frac{\sin^2\varphi}{(1-\beta\cos\varphi)^6}dt$$

über die Bremsdauer τ' integriert, die er in P an dem Impulse mißt und die sich gemäß dem Dopplerschen Prinzip von der Zeitdauer τ unterscheidet, die ein senkrecht auf den Bremsweg blickender Beobachter mißt. Bezeichnet dt' das Zeitelement für den Beobachter in P und $\beta = \frac{v}{c}$ den Quotienten der zum Zeit-

element dt gehörigen Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit, so lautet das Dopplersche Prinzip in seiner allgemeinsten Fassung:

$$dt' = dt(1 - \beta \cos\varphi) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

Somit erhalten wir:

$$E_{R\varphi} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3 r^2} \int \frac{\sin^2\varphi}{(1 - \beta\cos\varphi)^5} dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

oder, da

$$c\,d\beta = \dot{v}\,dt$$

ist,

$$E_{R\varphi} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2 \dot{v}}{c^2 r^2} \int_0^{\beta} \frac{\sin^2\varphi\, d\beta}{(1 - \beta\cos\varphi)^5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

$$E_{R\varphi} = \frac{1}{16\pi} \frac{e^2 \dot{v}}{c^2 r^2} \cdot \frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi} \left(\frac{1}{(1 - \beta\cos\varphi)^4} - 1 \right) \cdot \quad . \quad (35)$$

Nach dieser Gleichung ist die Energie der gerichteten Röntgenstrahlung in ihrer Abhängigkeit vom Emissionswinkel φ in den Kurven 2 und 3 der Fig. 29 für Werte von $\beta = 1/3$ und $\beta = 1/5$ eingetragen. Die Figuren sind natürlich rotationssymmetrisch zur Bahn des Kathodenstrahles, und daher sieht man, daß schon bei $\beta = 1/3$ der weitaus größte Teil der gesamten Energie auf die Emissionswinkel von 40 bis 90° zusammengedrängt ist.

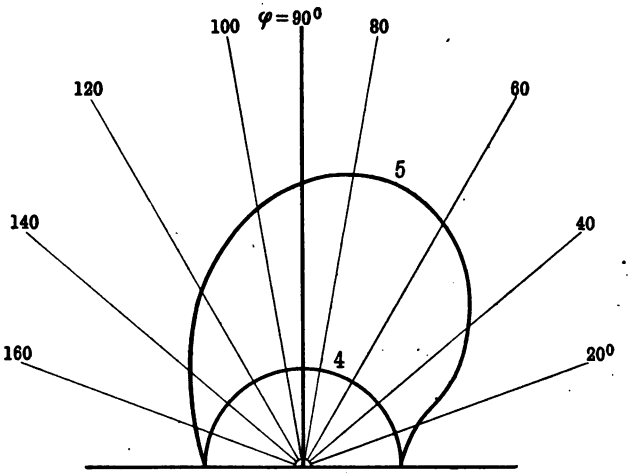
Leider stößt die experimentelle Prüfung der Gleichung (35) auf Schwierigkeiten, da sich der transversal und dissymmetrisch verteilten gerichteten Strahlung die allseitig gleichmäßig verteilte ungerichtete Strahlung überlagert, wie dies die Fig. 30 veranschaulicht. Der Anteil der ungerichteten Strahlung sinkt, wie wir schon bei den Versuchen über die partielle Polarisation sahen, mit abnehmender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, gleichzeitig tritt aber der Einfluß des Nenners in der Gleichung (35) und somit die Dissymmetrie der Emission zurück, so daß man bei geringen Betriebsspannungen des Röntgenrohres höchstens nachweisen kann, daß die Ausstrahlung transversal zur Flugbahn der Kathodenstrahlen bevorzugt ist.

Dieser Nachweis ist Ham gelungen. Ham[1]) benutzte ein Rohr, wie es in der Fig. 31 skizziert ist. Es trägt an Flanschen

[1]) W. R. Ham, Phys. Rev. **30**, 96—121 (1910); vgl. auch F. C. Miller, Frankon. Inst. **171**, 457 (1911).

fünf Glasfenster von gleicher, geringer Dicke. Die Strahlungsintensität, die aus je zweien dieser Fenster austritt, wird elektroskopisch verglichen. Dabei wird die drehbare Antikathode A stets so eingestellt, daß ihre Normale den Winkel zwischen den

Fig. 30.



Intensitätsverteilung bei Überlagerung von gerichteter und ungerichteter Strahlung

beiden beobachteten Emissionsrichtungen halbiert, um die Unterschiede zu eliminieren, die durch den verschieden langen Weg der Röntgenstrahlen im Antikathodenmetall nach der Gleichung (10) auftreten würden. In der Tabelle 16 sind Werte für das Verhältnis der Röntgenintensitäten eingetragen, die bei verschiedenen Betriebsspannungen unter $\varphi = 150^0$ bzw. 210^0 und $\varphi = 90^0$ von einer Pb-Antikathode emittiert werden. Die benutzten Röntgenstrahlen sind sehr homogen, da eine Gleichstromspannung benutzt wird und die weichen Strahlen schon durch die Glasfenster entfernt werden. Der Absorptionskoeffizient der beobachteten Strahlen in Pb beträgt $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right) = 98 - 100\,\mathrm{cm^2 \cdot g^{-1}}$

Fig. 31.

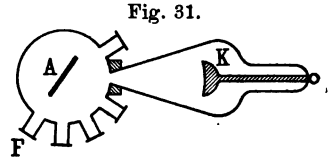
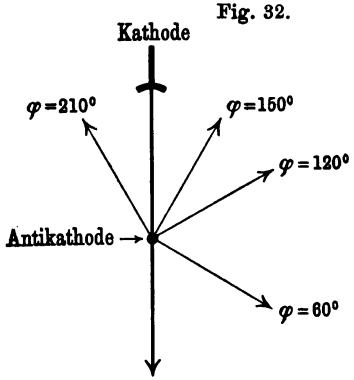


Tabelle 16.

Spannung Volt	$\frac{E_R \text{ für } \varphi = 150^0}{E_R \text{ für } \varphi = 90^0}$	$\frac{E_R \text{ für } \varphi = 210^0}{E_R \text{ für } \varphi = 90^0}$
11 000	0,813	—
11 700	—	0,814
12 000	—	0,822
13 000	0,836	0,835
16 000	0,87	—
16 100	—	0,87
18 000	—	0,88
22 000	—	0,898

In der Tat ist die Intensität in der Emissionsrichtung senkrecht zur Bahn der Kathodenstrahlen größer als in den Richtungen, die mit den Kathodenstrahlen den Winkel $\pm 30^0$ einschließen. Auch sieht man, daß die Bevorzugung der transversalen Emission mit wachsender Entladungsspannung abnimmt, weil der Anteil der ungerichteten Strahlung wächst.

Fig. 32.



Von einer Dissymmetrie der Emission, wie sie nach dem Nenner der Gleichung (35) zu erwarten ist, ist in den weiteren Zahlen, die Ham gibt (Tab. 17), noch nichts zu erkennen. Die Intensität erscheint zur Ebene, die zur Richtung der Kathodenstrahlen senkrecht steht, symmetrisch verteilt zu sein, obgleich einer Spannung von 16 000 Volt ein Wert von $\beta =$ etwa $^1/_4$ entspricht.

Um die Dissymmetrie der Emission hervortreten zu lassen, braucht man höhere Spannungen, wie in den technischen Röntgenrohren, und diese kann man nicht mehr mit Gleichstrom betreiben. Dabei wächst, wie wir auf den S. 39 und 45 sahen, der Anteil der ungerichteten Strahlen so erheblich, daß man, wenigstens an den üblichen Platinantikathoden, keine merkliche Abweichung von der

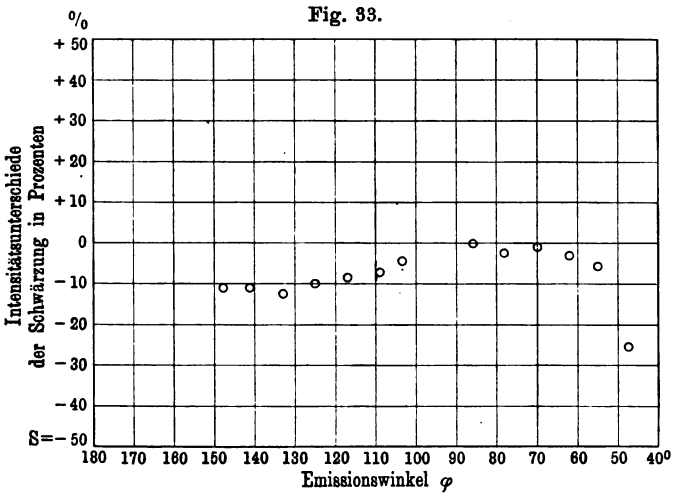
allseitig gleichmäßigen Emission über die ganze vordere Halbkugel beobachtet, die man nicht durch die endliche Eindringungstiefe der Kathodenstrahlen in die Antikathode erklären könnte (vgl. S. 13 f.).

Tabelle 17.

Spannung Volt	$\frac{E_R \text{ für } \varphi = 60^0}{E_R \text{ für } \varphi = 210^0}$	Spannung Volt	$\frac{E_R \text{ für } \varphi = 120^0}{E_R \text{ für } \varphi = 210^0}$
12 000	0,859	11 600	0,855
12 500	0,857	12 200	0,862
15 600	0,888	15 000	0,895
16 200	0,895	15 200	0,899
Mittel	0,875	Mittel	0,878

Trotz dieses großen Anteils der ungerichteten Strahlung hat Friedrich für Spannungen von 45 000 bis 50 000 Volt eine, wenn auch geringe, so doch sichere Dissymmetrie in der Emission

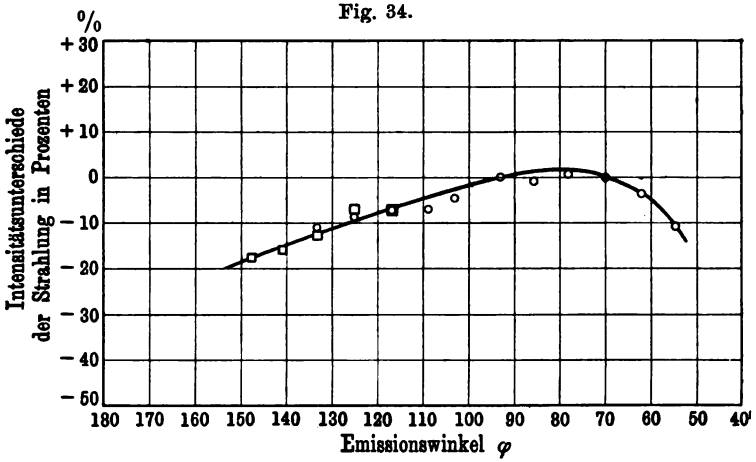
Fig. 33.



aufgefunden. Friedrich benutzte, wie bei seinen auf S. 42 erwähnten Versuchen, ein technisches Röntgenrohr, an dem er die ungleichmäßige Dicke der Glaswände durch passend zugeschaltete Glasstücke kompensierte. Er hat die Intensität der Strahlung

unter verschiedenen Emissionswinkeln φ sowohl qualitativ photographisch, wie quantitativ elektrometrisch bestimmt und dabei besondere Sorgfalt auf die Anbringung richtiger Blenden im Strahlengange verwandt. Die Kurven der Fig. 33 und 34 geben die Resultate. Die Abszissen bedeuten den Emissionswinkel φ in der Zählung unserer Fig. 26, und die prozentischen Angaben der Ordinaten sind auf die Emission bei $\varphi = 93^0$ als Einheit bezogen. In beiden Fällen ist die Verschiebung der Maximalemission in der Richtung der primären Kathodenstrahlen ($\varphi = 0$) deutlich zu erkennen. Auch wächst diese Verschiebung, wenn

Fig. 34.



der Anteil der ungerichteten Strahlung durch eine Absorption in einem 5 μ dicken Platinblech vermindert wird, wie die Zahlen der Tabelle 18 zeigen, die wieder die prozentischen Abweichungen der Strahlung gegen den Wert für $\varphi = 93^0$ enthalten.

Von einem quantitativen Vergleich mit der Formel (35) hat Friedrich abgesehen, teils weil die von ihm beobachteten Strahlen bereits eine Glasdicke von 2 mm mit verschiedener Härte (Tabelle 12) durchlaufen haben, teils weil ihm bei Verwendung der technischen Hohlkathode der Emissionswinkel φ nicht hinreichend definiert erscheint. Statt dessen hat Friedrich jedoch das Minimum der Emission, das nach der Sommerfeldschen Fig. 30, Kurve 5, zu erwarten ist, experimentell nachgewiesen.

Tabelle 18.

Emissionswinkel φ	$\frac{E_{R,\varphi} - E_{R,93^0}}{E_{R,93^0}}$	
	ohne Filter Proz.	nach Absorption in 5 μ Pt Proz.
133^0	— 13,2	— 10,8
125	— 11,0	— 9,9
117	— 10,6	— 11,2
109	— 10,3	— 9,4
103	— 5,0	— 6,3
93	0,0	0,0
86	— 2,2	0,0
78	— 1,5	+ 1,6
70	— 0,5	+ 3,3
62	— 5,0	+ 1,8
55	— 12,6	+ 6,5

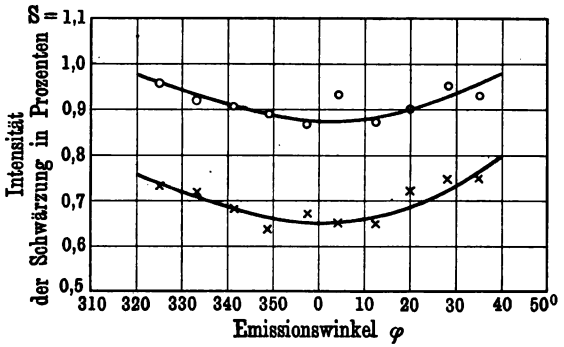
Als Antikathode diente eine durch Kathodenzerstäubung gewonnene Platinschicht, die auf ein 10 μ dickes Al-Fenster niedergeschlagen und im Prinzip nach Art der Fig. 8 montiert war. Nur war im Gange der Kathodenstrahlen noch eine Blende angebracht, die das Emissionszentrum in dem Röntgenrohr auf einen engen Fleck begrenzte. Dieser bildete das Zentrum eines 12 cm entfernten halbkreisförmig gebogenen Films, dessen Schwärzung durch Photometrierung ermittelt wurde und in der Fig. 35 graphisch dargestellt ist. In der Tat ist für $\varphi = 0$ ein Minimum der Emission vorhanden, und das ist eine sehr wesentliche experimentelle Stütze der Ansicht, daß sich in der Tat die gerichtete und die ungerichtete Strahlung nach dem Schema der Fig. 30 überlagern. Der Nachweis dieses Minimums mißlingt, falls die Dicke der Antikathode größer gewählt wird, weil dann die nicht gerade unter $\varphi = 0$ austretenden Strahlen eine größere Absorption erleiden.

Es wird hoffentlich bald gelingen, den Anteil der ungerichteten Strahlung mehr, als es bisher möglich war, herabzusetzen, um die durch den Nenner der Gleichung (35) bedingte Dissymmetrie quantitativ zu prüfen. Einstweilen aber geben schon, wie Sommerfeld gezeigt hat, die Beobachtungen Baßlers über die partielle

Polarisation der Strahlen die Möglichkeit, numerisch zu berechnen, in welcher Weise die Energie der gerichteten Strahlung über verschiedene Emissionswinkel φ verteilt ist.

Die Polarisation war nur partiell, weil sich die ungerichtete unpolarisierte und die total polarisierte gerichtete überlagerten.

Fig. 35.



Nennen wir die Intensität der gesamten Strahlung $E_{\mathfrak{H}}$, die der ungerichteten $E_{\mathfrak{G}}$, so ist $E_{\mathfrak{H}} - E_{\mathfrak{G}}$ die Intensität der gerichteten, und wir können, da $E_{\mathfrak{G}}$ von φ unabhängig ist,

$$100 \frac{E_{\mathfrak{H}} - E_{\mathfrak{G}}}{2 E_{\mathfrak{G}}} = P_S \quad \ldots\ldots \quad (36)$$

als prozentisches Maß für die Intensität der gerichteten Strahlung benutzen. Baßler definierte als prozentische Polarisation:

$$P_B = 100 \frac{E_{\mathfrak{H}} - E_{\mathfrak{G}}}{E_{\mathfrak{H}} + E_{\mathfrak{G}}} \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

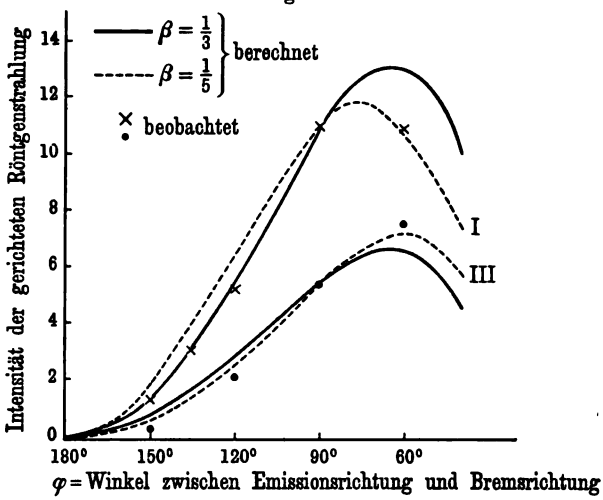
P_S ergibt sich daher aus P_B nach der Gleichung:

$$P_S = \frac{P_B}{1 - \frac{P_B}{100}}.$$

In der Fig. 36 sind die auf diese Weise berechneten Werte von P_S eingetragen, und zwar die Kreuze nach der Spalte 1 der Tabelle 15, die Punkte nach der Spalte 2. Die Abszissen geben die Emissionswinkel, die Ordinaten die Intensität P_S der gerichteten Strahlung. Ferner sind ausgezogen und punktiert die Kurven

eingetragen, die Sommerfeld nach der Gleichung (35) für $\beta = 1/3$ und $\beta = 1/5$ berechnet hat. $\beta = 1/3$ entspricht ungefähr der von Baßler benutzten Spannung von 30000 Volt, $\beta = 1/5$ den langsameren Elektronen des inhomogenen Kathodenstrahlbündels, und das Zusammenfallen der gemessenen und der theoretischen Kurve ist so gut, wie es überhaupt erwartet werden kann [1]).

Fig. 36.



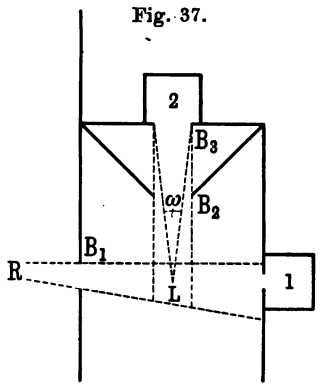
Auf jeden Fall ist es auch hier sichergestellt, daß die von der Impulstheorie geforderte starke Dissymmetrie der gerichteten Röntgenstrahlung tatsächlich vorhanden ist, und gleichzeitig ist der auf den ersten Blick befremdliche experimentelle Befund erklärt, daß die Polarisation nicht senkrecht zum Kathodenstrahlbündel ihr Maximum besitzt.

[1]) Vgl. auch A. Sommerfeld, Compt. rend. du congrès Solvay, Brüssel 1911.

Viertes Kapitel.

Treffen Röntgenstrahlen auf irgend ein Medium, gleichgültig, ob es fest, flüssig oder gasförmig ist, so wird dies Medium, wie bereits Röntgen[1]) festgestellt hat, der Ausgangspunkt einer neuen Röntgenstrahlung, und Sagnac[2]) hat für diese Strahlung den Namen „sekundäre Röntgenstrahlung" eingeführt. Die ältere Literatur über diesen Gegenstand kam im allgemeinen zu wenig übersichtlichen Resultaten. Das wichtigste war wohl der von Walter[3]) entdeckte und von anderen[4]) bestätigte Zusammenhang der Sekundärstrahlung mit dem Atomgewicht. Erst durch neuere Arbeiten englischer Autoren ist in dies Gebiet eine größere Klarheit gebracht. Es gelang Barkla, Sadler u. a. festzustellen, daß sich in dieser Sekundärstrahlung zwei verschiedene Phänomene überlagern, eine Art Zerstreuung der primären Strahlen, wie sie etwa Licht in trüben Medien erfährt, und eine zweite, stark von der Natur des durchstrahlten Elementes abhängige Strahlung, die man der Fluoreszenz des Lichtes an die Seite stellen kann.

Fig. 37.



Wir betrachten zunächst die Zerstreuung der primären Strahlen. Sie läßt sich am besten bei Elementen mit einem Atomgewicht < 32 nachweisen. Für Luft benutzte Barkla[5]) vorstehende Anordnung (Fig. 37). Von den Strahlen eines technischen Röntgenrohres wird mit der Blende B_1 ein Bündel R ausgeblendet. Seine Intensität wird elektroskopisch[6])

[1]) W. C. Röntgen, I. und III. Mitteilung. — [2]) Vgl. G. Sagnac, Physik. Zeitschr. 7, 41 (1906). — [3]) B. Walter, Naturw. Rundschau 11, 485 (1896). — [4]) A. Roiti, Att. Ac. d. Linc. 7, 87 (1898); L. Benoist, Compt. rend. 132, 324, 545 (1901). — [5]) C. G. Barkla, Phil. Mag. 7, 543 (1904). — [6]) H. Guilleminot hat mit photographischer und fluoreszenzerregender Wirkung die Barklaschen Versuche bestätigt. Compt. rend. 152, 595, 763 (1911).

in der Ionisierungskammer 1 gemessen. Eine zweite Ionisierungskammer 2 fängt die Strahlen auf, die senkrecht zur Primärstrahlrichtung zerstreut werden und von dem durch die Blenden $B_2 B_3$ begrenzten Luftvolumen L austreten. Vor die Öffnungen der beiden Kammern können Metallbleche geschaltet werden, um so die prozentische Absorption der primären und der sekundären Strahlen miteinander vergleichen zu können. Einige Messungen Barklas sind in der Tabelle 19 vereinigt.

Tabelle 19.

Absorbierende Schicht vor den beiden Ionisationskammern cm Al	Verhältnis der Sekundärstrahlintensität zur primären in willkürlichem Maße
0	34,1
0,02	33,7
0	34,5
0	43,4
0,04	42,4
0	43,4

Das Verhältnis der Intensität der Sekundärstrahlen zu der der Primärstrahlen wird also durch 0,02 bis 0,04 cm dicke Al-Filter nicht geändert, und die prozentische Absorption der Sekundärstrahlung ist daher dieselbe, wie die der primären. Das gleiche hat Crowther für H_2, He, NH_3, N_2, O_2, N_2O, CO_2, SO_2, $CH_3CO_2CH_4$ festgestellt, die Sekundärstrahlung all dieser Gase wurde, genau wie die Primärstrahlen, durch eine Sn-Folie um 25 Proz. geschwächt. Analoge Versuche hat Barkla an festen Körpern angestellt, auch hier war, wie z. B. an Papier, die Absorbierbarkeit der primären und sekundären Strahlen innerhalb von 2 bis 3 Proz. die gleiche, und daher verhält sich diese Sekundärstrahlung ganz allgemein wie eine zerstreute Primärstrahlung.

Es ist allerdings noch nicht sicher entschieden, ob mit der Zerstreuung der Strahlen nicht eine geringe Änderung der Härte verbunden ist, und zwar im Sinne zunehmender Impulsbreite. Eine Andeutung davon zeigen schon die Zahlen Barklas in der

Tabelle 19, und auch Sadler[1]) teilt neuerdings ähnliche Beobachtungen ohne weitere Zahlenangaben mit. Vielleicht gehören dahin auch Messungen von Beatty[2]), der die Sekundärstrahlen der Luft in einer der Barklaschen analogen Anordnung (Fig. 37) untersucht und dabei die Härte der Primärstrahlen durch verschiedene vor B_1 eingeschaltete Al-Bleche variiert hat. Seine Zahlen sind folgende:

Tabelle 20.

Die Primärstrahlen gehen durch mm Al	$\frac{\text{Intensität d. Sekundärstrahlen}}{\text{Intensität d. Primärstrahlen}}$, soweit sie 0,04 cm Al durchdringen
0,265	1,11
0,530	1,09
0,785	0,995
1,060	0,909

Es scheint, als ob bei der Zerstreuung der härteren Primärstrahlen die Sekundärstrahlen ein relativ geringeres Durchdringungsvermögen erhalten, also bei der Zerstreuung weicher werden. Hier können erst weitere Messungen Klarheit bringen, aber es genügt zunächst mit großer Annäherung, die Härte der durch Streuung entstandenen Strahlen gleich der der primären anzunehmen.

Das Zerstreuungsvermögen der Gase ist cet. par. proportional ihrem Druck. Das hat Crowther festgestellt und gleich benutzt, um das relative Zerstreuungsvermögen der Gase, bezogen auf Luft, nach einer Differentialmethode zu bestimmen. Er benutzte zu diesem Zwecke zwei gleiche Apparate, von denen einer in der Fig. 38 skizziert ist. Das zerstreuende Gas befindet sich in der Kammer A, die mit dünnen Al-Fenstern F luftdicht verschlossen ist, so daß man im Inneren jeden beliebigen Druck herstellen kann. Oberhalb des Fensters befindet sich eine Ionisierungskammer K, deren Außenelektrode mit einer positiven Spannung verbunden wird, die ausreicht, um Sättigungsstrom zu geben. Der zweite

[1]) C. A. Sadler, Phil. Mag. **22**, 447 (1911). — [2]) R. T. Beatty, ebenda **14**, 604 (1907).

Apparat enthält Luft, und an die Außenelektrode ist eine negative Spannung gelegt. Die Innenelektroden beider Kammern führen zum gleichen Elektroskop, das dann keinen Ausschlag gibt, wenn beide Ionisierungskammern von der gleichen Sekundärstrahlung getroffen werden, d. h. der Gasdruck in der Kammer 1 passend abgeglichen ist. Diese Nullmethode hat den Vorzug, daß sie die Sekundärstrahlen eliminiert, die von den Wänden der Kammern ausgehen. In der Tabelle 21 sind derartige Messungen von Crowther und Barkla zusammengestellt. Die relativen Intensitäten J beziehen sich auf die gleiche in das Gas eintretende Primärenergie, und die Zahlen sind von der Intensität und der Härte der Primärstrahlen unabhängig.

Fig. 38.

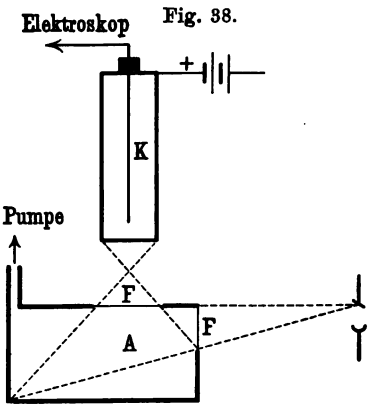


Tabelle 21.

Gas	Relative Intensität der ⊥ zur Primärstrahlung zerstreuten Sekundärstrahlung J	Relative Dichte des Gases D	$\frac{J}{D}$	Bemerkungen
Luft	1,00	1,00	1,00	J. A. Crowther, 4,5 cm Parallelfunkenstrecke. Phil. Mag. **14**, 653 (1907).
H_2	0,12	0,07	1,71	
He	0,16	0,14	1,14	
NH_3	0,66	0,59	1,12	
N_2	0,97	0,97	1,00	
O_2	1,12	1,11	1,00	
N_2O	1,53	1,53	1,00	
CO_2	1,54	1,53	1,00	
SO_2	2,80	2,22	1,26	
$CH_3CO_2CH_3$	2,72	2,57	1,06	
H_2	0,17	0,07	2,4	C. G. Barkla, Phil. Mag. **5**, 685 (1903).
H_2S	1,08	1,18	0,92	
CO_2	1,45	1,53	0,95	
SO_2	2,11	2,19	0,96	

Nach den Messungen der Tabelle 21 scheint also zwischen der zerstreuten Strahlung und der Dichte des Gases eine einfache Proportionalität zu bestehen, solange in den Gasen keine Elemente mit einem Atomgewicht $>$ 32 (S) vorkommen. Eine Ausnahme macht offenbar H_2. Barkla gibt zwar an, daß sein Wert durch den großen Einfluß kleiner Verunreinigungen beeinträchtigt sei, aber auch der Wert Crowthers fällt entschieden aus den experimentellen Fehlergrenzen heraus, und so scheint auch hier H_2 ähnliche Abweichungen von dem Verhalten anderer Gase zu zeigen, wie diese häufig bei elektrischen Untersuchungen beobachtet werden, z. B. der Absorption der Kathodenstrahlen (Lenard).

Das Emissionsvermögen für die durch Streuung entstehende Sekundärstrahlung läßt sich für Verbindungen als additive Eigenschaft der einzelnen Atome berechnen. Crowther gibt im Anschluß an die Tabelle 21 die Beispiele der Tabelle 22.

Tabelle 22.

Gas	Relative Intensität der ⊥ zur Primärstrahlung zerstreuten Sekundärstrahlen	
	berechnet	gemessen
NH_3	0,66	0,66
N_2O	1,53	1,53
CH_3CO_2	2,74	2,72

Tabelle 23.

Element	Atomgewicht A	Relatives Emissionsvermögen für die durch Streuung entstehende Sekundärstrahlung J_A	$\frac{J_A}{A}$
H . .	1,0	1,7	1,7
He . .	4,0	4,5	1,1
C . .	12,0	12,0	1,0
N . .	14,0	14,0	1,0
O . .	16,0	16,0	1,0
S . .	32	45,1	1,4

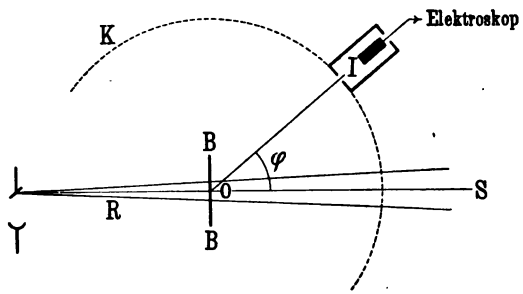
Man kann daher auch das relative Zerstreuungsvermögen pro Atom des einzelnen Elementes berechnen und findet dann eine

direkte Proportionalität zwischen dieser Größe und dem Atomgewicht, wie die ebenfalls von Crowther gegebene Tabelle 23 zeigt.

Gleiche Massen von Elementen mit einem Atomgewicht kleiner als 32 emittieren also senkrecht zur Primärstrahlrichtung nahezu gleiche Bruchteile der einfallenden Röntgenstrahlung in Form zerstreuter Strahlung (Ausnahme: H_2), und zwar in weiten Grenzen unabhängig von der Intensität und der Härte der Primärstrahlen.

Die Emission der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung besitzt in der Richtung der einfallenden Primärstrahlen eine mehr oder minder ausgeprägte Vorzugsrichtung. Das haben Versuche von Bragg und Glaßon[1]), Barkla[2]), Crowther[3]) und Owen[4]) festgestellt. Das Prinzip ihrer Meßanordnung wird in der Fig. 39 erläutert: Ein Röntgenstrahlbündel R durchsetzt

Fig. 39.



eine als Sekundärstrahler dienende Platte BB von der Dicke d und fällt auf ein Standardelektroskop S, das zur Kontrolle der primären Intensität dient. Die Ionisierungskammer J ist so angeordnet, daß sie auf der punktierten Kreisbahn K herumgeführt werden kann. Die Platte BB bestand bei:

Barkla und Ayres . .	aus Kohle, 0,8 cm dick
Crowther	„ Al, $\mu = 11\,\text{cm}^{-1}$
Owen	„ Papier, bis zu 48 Blatt

[1]) W. H. Bragg und J. L. Glaßon, Phil. Mag. **17**, 855 (1909). — [2]) C. G. Barkla, Phil. Mag. **15**, 288 (1908). Derselbe und T. Ayres, ebenda **21**, 270 (1911). — [3]) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **85**, 29 (1911). — [4]) E. A. Owen, Proc. Cambr. Soc. **16**, 161 (1911).

Die unter einem Emissionswinkel φ beobachtete Strahlung J_b ist wegen der Absorption der primären und der sekundären Strahlung in BB zu korrigieren. Da der Absorptionskoeffizient μ für beide Strahlungen der gleiche ist, lauten die Korrektionsformeln:

$$J_\varphi = \frac{d \cdot \mu (sec\,\varphi + 1)}{1 - e^{-\mu d (sec\,\varphi + 1)}} \cdot J_b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37\,a)$$

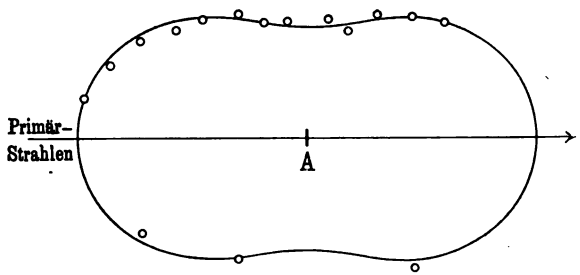
für $\varphi = 0$ bis 90^0 und 270 bis 360^0,

$$J_\varphi = \frac{d\,\mu (sec\,\varphi - 1)}{e^{-\mu d}(1 - e^{sec\,\varphi})} \cdot J_b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37\,b)$$

für $\varphi = 90$ bis 270^0.

Die Resultate der verschiedenen Beobachter sind in der Tabelle 24 zusammengestellt. Messungen zwischen 180 und 360^0

Fig. 40.



Verteilung der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlung um den Ausgangspunkt A

sind fortgelassen, da sie dasselbe wie zwischen 0 und 180^0 ergeben. Barkla und Ayres finden eine Verteilung, die sich mit Ausnahme der Werte für $\varphi = 20$ und 30^0 durch die Formel $J_\varphi = J_{\pi/2}(1 + cos^2\,\varphi)$ darstellen läßt und keine merkliche Dissymmetrie zur Ebene senkrecht zur Primärstrahlrichtung besitzt. Die Zahlen sind in der Fig. 40 graphisch dargestellt. Barkla und Ayres geben an, daß diese symmetrische Form der Kurve nur bei weichen Primärstrahlen vorhanden ist und verschwindet, wenn man die Härte des primären Bündels durch Erhöhung der Spannung oder durch Ausblenden der weichen Strahlen erhöht. Um so auffallender erscheint es daher, daß bei Owen gerade das Umgekehrte der Fall ist. Nur bei harten Strahlen, entsprechend 7 cm Parallelfunkenstrecke, ist die Verteilung angenähert sym-

metrisch zur Ebene BB des Sekundärstrahlers in der Fig. 39. Bei den weniger durchdringenden Strahlen tritt hingegen eine starke Dissymmetrie zutage, der weitaus größere Teil wird, wie die Fig. 41 zeigt, in der Richtung der austretenden Primärstrahlen emittiert. Crowthers Zahlen ergeben sogar eine noch stärker ausgeprägte Dissymmetrie, als sie Owen beobachtet hat. Der Grad der Dissymmetrie, $J_{\varphi=0} : J_{\varphi=180^0}$, hängt von der Dicke des Sekundärstrahlers BB ab. Owen gibt die Zahlen der Tabelle 25.

Tabelle 24.

Winkel φ zwischen Sekundär- und Primär-strahlung	J_φ = Intensität der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlung					berechnet $J_\varphi = J_{90^0}(1+\cos^2\varphi)$
	Barkla u. Ayres	Crow-ther	Owen Parallelfunkenstrecke 7 cm	Owen Parallelfunkenstrecke 4,5 cm	Owen Parallelfunkenstrecke 2,5 cm	
$1{,}5^0$	—	11,4[1])	—	—	—	—
4	—	11,4[1])	—	—	—	—
20	3,7	—	—	—	—	1,90
25	—	10,5	—	—	—	—
30	2,1	9,98	1,76	2,73	3,11	1,76
35	—	—	—	—	—	—
40	1,58	—	1,59	2,09	2,30	1,59
50	1,43	4,76	1,38	1,69	1,72	1,40
60	1,27	—	1,21	1,35	—	1,23
70	1,02	2,88	—	—	—	1,09
80	1,07	—	—	—	—	1,03
90	1,00	—	1,00	1,00	1,00	1,00
100	1,06	—	—	—	—	1,03
110	1,11	2,36	—	—	—	1,09
120	1,27	—	1,11	1,13	1,10	1,23
130	1,41	2,78	1,36	1,38	1,42	1,40
140	1,51	—	1,59	1,59	1,59	1,59
145	—	3,34	—	—	—	
150	1,69	—	1,82	1,80	1,83	1,76
160	1,84	—	—	—	—	1,90
170	1,99	—	Fig. 41			2,00
			Kurve a	Kurve b	Kurve c	

[1]) J. A. Crowther, Proc. Cambr. Soc. **16**, 177 (1911).

Tabelle 25.

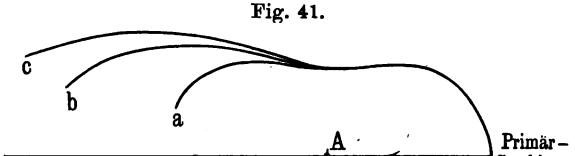
Der Sekundärstrahler BB (Fig. 39) besteht aus	Intensität der in Richtung der Primärstrahlen zerstreuten Strahlung gegen die Richtung der Primärstrahlen zerstreuten Strahlung	
	Parallelfunkenstrecke	
	2,5 cm	4,5 cm
12 Blatt Papier	1,44	—
24 „ „	1,77	1,50
48 „ „	—	1,75

Auch scheint das Material auf die Größe der Dissymmetrie von Einfluß zu sein. Crowther[1]) hat für das Verhältnis der Emission unter $\varphi = 30^0$ und $\varphi = 150^0$ an verschiedenen Materialien nachstehende relative Zahlen gemessen:

	Papier	Al	Ni	Cu	Sn
$\frac{J_{\varphi=30^0}}{J_{\varphi=150^0}}$ =	1,3	2,8	1,6	1,7	1,7

Hingegen wird der Grad der Dissymmetrie nicht beeinflußt, wenn man den Sekundärstrahler in ein Magnetfeld von 2500 Gauß oder in ein elektrisches Feld von 22500 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ hineinbringt[2]).

Fig. 41.



Verteilung der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlung um den Ausgangspunkt A

Mit der Kenntnis dieser Intensitätsverteilungskurve ist es nun möglich, zunächst die relativen Werte des Emissionsvermögens für die gesamte zerstreute Sekundärstrahlung zu ermitteln, statt die letztere nur unter einer bestimmten Emissionsrichtung an verschiedenen Materialien miteinander zu vergleichen, wie wir es oben bei den Gasen gesehen haben. Die Meßanordnungen unter-

[1]) J. A. Crowther, Proc. Cambr. Soc. **16**, 365 (1911). — [2]) Derselbe, ebenda **16**, 188 (1911).

scheiden sich nicht grundsätzlich von den in der Fig. 37 skizzierten, doch müssen die Öffnungswinkel der in die Elektroskope eindringenden Strahlenbündel bekannt sein. Auf diese Weise kommt Crowther zu folgenden Werten für $\frac{s_r}{\varrho}$, d. h. den auf die Masseneinheit umgerechneten Zerstreuungskoeffizienten in willkürlichem Maße:

Material	Papier	Al	Ni	Cu	Sn
$\frac{s_r}{\varrho}$	0,40	0,42	1,4	1,4	2,2

Wesentlich wichtiger als diese relativen sind natürlich absolute Werte für den Zerstreuungskoeffizienten, d. h. einen Faktor s, der nach den Gleichungen

$$E_s = dE_R = E_R . s . dx$$

oder

$$E_R = E_{R_0} e^{-sx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

angibt, welcher Bruchteil der einfallenden Primärenergie auf dem Wege x als Sekundärstrahlung zerstreut ist. Ist ϱ die Dichte, so kann man mit Barkla $\frac{s}{\varrho}$ als den spezifischen Streuungskoeffizienten einer Substanz bezeichnen.

Ohne auf die Einzelheiten der Versuche einzugehen, deren Schwierigkeit im wesentlichen nur in der Bestimmung der Öffnungswinkel der Strahlenbündel und der richtigen Berücksichtigung der Absorptionsverluste besteht, geben wir in der Tabelle 26 nur die Resultate.

Die Zahl Crowthers widerspricht den übrigen. Die Atomgewichte für Luft, C und Al sind kleiner als 32, und daher müßten die Zahlen die gleichen sein. Denn die Elemente mit $A < 32$ zerstreuen pro Maßeinheit den gleichen Bruchteil, sowohl senkrecht zur Primärstrahlung nach der Tabelle 21, wie insgesamt in allen Richtungen nach den Zahlen für $\frac{s_r}{\varrho}$ auf der Seite 68. Doch dürfte der Barklasche Wert $\frac{s}{\varrho} = 0{,}2\ \mathrm{cm^2 . g^{-1}}$ für alle Elemente mit $A < 32$ der richtigere sein. Denn Crowthers Wert ist sicher zu hoch. Bezeichnen wir mit μ den Absorptionskoeffizienten, der nach der Gleichung

$$E_R = E_{R_0} e^{-\mu x}$$

die gesamte Schwächung der Primärstrahlung auf der Weglänge x bestimmt, unabhängig davon, was mit der absoluten Energie geschieht, so muß auf jeden Fall $s < \mu$ sein, da doch nicht mehr Energie als Sekundärstrahlung zerstreut werden kann, als dem primären Bündel verloren geht. Nun ist aber, wie Barkla[1]) betont hat, Crowthers Wert $\left(\frac{s}{\varrho}\right) = 1{,}18\ \mathrm{cm^2 . g^{-1}}$ größer als $\frac{\mu}{\varrho}$, das man für Kohle im mittleren Härtebereich zu 0,25 bis 0,40 $\mathrm{cm^2 . g^{-1}}$ und für Al für harte Strahlen zu 0,6 $\mathrm{cm^2 . g^{-1}}$ bestimmt hat, und daher dürfte bei Crowthers Messungen ein Versehen untergelaufen sein.

Tabelle 26.

Material	$\frac{s}{\varrho}$ = spezifischer Streuungskoeffizient für		Atomgewicht	Beobachter
	mittelweiche Strahlen $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 2{,}5\ \frac{\mathrm{cm^2}}{\mathrm{g}}$	weiche Strahlen $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 136\ \frac{\mathrm{cm^2}}{\mathrm{g}}$		
Luft . .	$0{,}2\ \frac{\mathrm{cm^2}}{\mathrm{g}}$	—	14 u. 16	Barkla[2])
C . . .	0,2	$0{,}2\ \frac{\mathrm{cm^2}}{\mathrm{g}}$	12	Barkla und Sadler[3])
Al . . .	0,2	0,4 ?	27	
Cu . . .	0,4	1,5	63	
Ag . . .	1,5	—	108	
Al . . .	$1{,}18\ \mathrm{cm^2 . g^{-1}}$		27	Crowther[4])

Einstweilen hat man also die Zahl Barklas und Sadlers, nach der ein Element mit einem Atomgewicht kleiner als dem des Schwefels auf dem Wege dx pro 1 g Masse $0{,}2\ dx$ der Primärenergie in Form von Sekundärstrahlung zerstreut.

Daß $\frac{s}{\varrho}$ klein gegen $\frac{\mu}{\varrho}$ sein muß, folgt auch daraus, daß $\left(\frac{s}{\varrho}\right)$ unabhängig von der Härte ist, während $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ stark mit der Härte variiert. Das wird durch die Tabelle 27 erläutert.

---

[1]) C. G. Barkla, Phil. Mag. **21**, 648 (1911). — [2]) Derselbe, ebenda **7**, 543 (1904). — [3]) Derselbe und C. A. Sadler, ebenda **17**, 739 (1909). — [4]) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **85**, 29 (1911).

Tabelle 27.

Element		C	Al	Cu	Ag
$\frac{s}{\mu}$	für harte Strahlen $\left[\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 2{,}5\,\frac{cm^2}{g}\right]$	0,5	0,08	0,016	0,11
	für weiche Strahlen $\left[\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 136\,\frac{cm^2}{g}\right]$	0,013	0,0015	0,003	0,0026

Bei Cu und Ag tritt der Anteil der durch Streuung erzeugten Sekundärstrahlung am ganzen Energieverlust des primären Bündels vollständig zurück, weil diese Elemente den größten Teil der Energie in Form ihrer charakteristischen Fluoreszenzstrahlung emittieren, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird.

Betrachten wir nun kurz, welches Bild wir uns in der elektromagnetischen Auffassung der Röntgenstrahlen von dem Mechanismus der „Zerstreuung" zu machen haben, wenn wir, wie es J. J. Thomson getan hat, von der Gleichung (15) ausgehen:

Fällt ein primäres Bündel R bei O auf eine Substanz (Fig. 42), so werden Elektronen, die in diesem vorhanden sind, in der senkrecht zu RO stehenden Ebene beschleunigt, da der elektrische Vektor $\mathfrak{E}$ in der Primärwelle transversal gerichtet ist. Ein jedes Elektron, das eine Beschleunigung $\dot{v}$ erhält, strahlt über die ganze Kugel nach (15) die Energie

$$E_s = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{c^3}\int_0^\tau \dot{v}^2\,dt \quad \ldots\ldots\ldots \quad (39)$$

falls wir $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$ gegen 1 vernachlässigen und mit $\tau = \frac{\lambda}{c}$ die Dauer des Primärimpulses bezeichnen. Nun ist

$$\dot{v}m = \mathfrak{E}e,$$

wenn m die Masse des Elektrons bedeutet, und daher wird

$$E_s = \frac{2}{3}\,\frac{e^4}{m^2c^3}\int_0^\tau \mathfrak{E}^2\,dt = \frac{2}{3}\,\frac{e^4}{m^2c^4}\,\mathfrak{E}^2\cdot\lambda \quad \ldots \quad (40)$$

und dies ist die Energie eines Röntgenimpulses, der von dem beschleunigten Elektron ausgeht, die gleiche Impulsbreite λ wie die primäre Strahlung besitzt und somit eine charakteristische Eigen-

schaft der durch Streuung erzeugten Sekundärstrahlung aufweist. Die Energie der Primärstrahlung beträgt pro Flächeneinheit (vgl. S. 124):

$$E_R = \frac{1}{4\pi} \mathfrak{E}^2 \lambda,$$

und daher ergibt sich die auf dem Wege dx zerstreute Strahlung zu

$$E_s = N \cdot \frac{8}{3} \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} E_R \cdot dx,$$

falls N Elektronen im cm³ in Bewegung gesetzt werden, wenn der Primärimpuls über sie hinweggeht.

Nun definierten wir oben [Gleichung (38)] den Zerstreuungskoeffizienten durch die Gleichung

$$E_s = d E_R = s E_R \cdot dx$$

und daher erhalten wir jetzt:

$$s = N \frac{8}{3} \frac{\pi e_{stat.}^4}{m^2 c^4} = N \frac{8}{3} \frac{\pi e_{elektromagn.}^4}{m^2} \quad \cdots (41)$$

oder s soll direkt proportional der Zahl der Elektronen sein, die in einem cm³ durch den Primärimpuls in Bewegung gesetzt werden. Aus den gemessenen Werten von s können wir daher N ausrechnen und sehen, wieviel Elektronen nach dieser Vorstellung Thomsons mindestens in jedem einzelnen Atom der zerstreuenden Substanz vorhanden sein müssen. Es ist

$e = 1{,}42 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten, $\frac{e}{m} = 1{,}73 \cdot 10^7$

und $\frac{s}{\varrho} = 0{,}2 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ für jedes Element mit einem Atomgewicht < 32.

Bei diesen werden daher $40 \cdot 10^{22}$ Elektronen in jedem Gramm Masse in Bewegung gesetzt, oder es kommen, da ein Mol. $60 \cdot 10^{22}$ Atome enthält, auf jedes Atom

$$^2/_3 \cdot \text{Atomgewichtszahl}$$

Elektronen. Crowther[1]) hatte aus der Zerstreuung der radioaktiven β-Strahlen einen Wert

$$3 \cdot \text{Atomgewicht}$$

hergeleitet, und diese Zahl würde man auch aus der Zerstreuung der Röntgenstrahlen erhalten, wenn man in die Gleichung (41)

[1]) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **84**, 239 (1910).

statt $\frac{s}{\varrho} = 0{,}2$ die oben besprochene Crowthersche Zahl 1,18 einsetzte.

Was sodann die Emission der zerstreuten Sekundärstrahlung unter verschiedenen Winkeln zur Primärstrahlung anlangt, so führt die Thomsonsche Vorstellung zu einer Verteilung, die zu einer durch O in der Fig. 42 senkrecht stehenden Ebene symmetrisch ist.

In der durch den Winkel φ in der Fig. 42 bestimmten Richtung wird, falls der primäre Strahl unpolarisiert ist, eine Röntgenstrahlung emittiert, deren Intensität nach der Gleichung (11) proportional dem Mittelwert von $sin^2 \varphi'$ ist, wenn φ' die Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und den in der skizzierten Ebene gelegenen Beschleunigungsrichtungen der Elektronen bezeichnet. Der Mittelwert von $sin^2 \varphi'$ ist gleich dem Mittelwert von $\frac{1 + cos^2 \varphi}{2}$ und daher folgt für eine unter dem Winkel φ emittierte Strahlung die Intensität

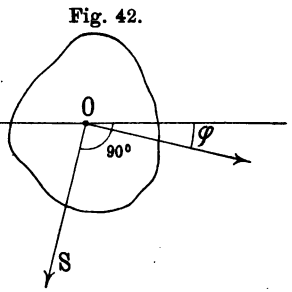


Fig. 42.

$$J_\varphi = J_{90^0}(1 + cos^2 \varphi) \,. \quad (42)$$

falls man in der Richtung S, d. h. in der Ebene der Elektronenbeschleunigung, den Wert J_{90^0} beobachtet.

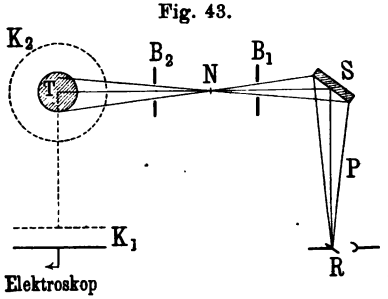
Diese symmetrische Verteilung in der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung war bei den Messungen in zwei Reihen tatsächlich beobachtet, von Barkla bei weichen, von Owen bei harten Strahlen, während im allgemeinen eine ausgesprochene Dissymmetrie vorhanden ist, die in Richtung der Primärstrahlen die weitaus größere Zerstreuung hervorruft. Zur Erklärung dieser Erscheinung muß man später den Ansatz (40) erweitern, wenn man erst die experimentellen Bedingungen für das Auftreten der Dissymmetrie ermittelt hat.

Crowther hat eine Richtungsänderung der Primärstrahlen zur Erklärung herangezogen und an Hand einer Wahrscheinlichkeitsbetrachtung gezeigt, daß schon eine Größe $n\alpha^2 = 0{,}06$ genügen würde, um die Emissionsdissymmetrie der Sekundärstrahlen

vorzutäuschen, wenn n die Zahl der durchsetzten Atome und α den Ablenkungswinkel pro Atom bezeichnet. Doch hat er beim Ausmessen eines geometrischen Kern- und Halbschattenbildes, wie es die Anordnung der Fig. 11 bei Verwendung zweier 0,2 mm breiten Parallelspalte ergibt, nicht 0,02 der gesuchten Diffusion gefunden. Der Strahlengang verlief zur Vermeidung der Luftsekundärstrahlung im Vakuum und die Ausmessung erfolgte in der Weise, daß an dem Orte P ein Elektroskop mit 0,2 mm breitem Spaltfenster durch den Querschnitt des Strahlenbündels hindurchgezogen wurde.

Hingegen wird eine dritte Folgerung der Thomsonschen Vorstellung, die man ohne weiteres der Fig. 42 entnehmen kann, von der Erfahrung bestätigt. Die durch Streuung entstandene Sekundärstrahlung muß in der Richtung S, die zum primären Bündel R senkrecht steht, vollkommen polarisiert sein, da der elektrische Vektor aller senkrecht zu R beschleunigten Elektronen in der durch $\varphi = 90^0$ bestimmten Ebene liegt.

Fig. 43.



Barkla[1]) war der erste, dem der Nachweis dieser Polarisation gelang, und zwar unter Benutzung von Elektroskopen zur Messung der Strahlungsintensität. Das Röntgenrohr R (Fig. 43) wirft ein primäres Strahlenbündel P (das eventuell selbst partiell polarisiert ist) auf den Körper S, der Sekundärstrahlen durch Streuung emittiert. Das Sekundärstrahlenbündel N, das senkrecht zu RS emittiert wird, und in dem der elektrische Vektor senkrecht zur Zeichenebene steht, fällt, durch passende Blenden begrenzt, auf den Körper T. In diesem werden nun Elektronen senkrecht zur Zeichenebene beschleunigt und infolgedessen emittiert er eine Sekundärstrahlung, deren Maximalintensität senkrecht zur Beschleunigung, d. h. also in der Zeichenebene liegt, während die Intensitätsrichtung senkrecht zu T gleich Null wird, da in ihr

[1]) C. G. Barkla, Proc. Roy. Soc. 77, 247 (1906).

nur eine longitudinale Welle auftreten könnte. Die Maximalintensität in der Zeichenebene maß Barkla mit der Ionisierungskammer K_1, die Minimalintensität mit dem senkrecht oberhalb von T befindlichen gleichgebauten Kondensator K_2. Barkla wählte als Material von S und T Kohle als zerstreuende Substanz und erhielt für die in K_1 und K_2 beobachteten Ströme:

$$\frac{J_{max.}}{J_{min.}} = \frac{6{,}3}{1{,}9}$$

und ein anderes Mal $\frac{5{,}85}{1{,}95}$. Die Polarisation ist zwar noch nicht vollkommen, aber das ist bei dem endlichen Öffnungswinkel der Strahlenbündel auch nicht zu erwarten, da die Polarisation nur dann total ist, wenn N und P genau senkrecht zueinander stehen.

Haga ist es gelungen, die Polarisation der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung auch photographisch nachzuweisen. Er ließ das aus B_2 (Fig. 43) austretende Bündel statt auf T auf den Kohlekonus A der Anordnung fallen, die in der Fig. 28 skizziert war. In 60stündiger Exposition erhielt er dann auf dem Film zwischen 1 und 2 eine Schwärzung dort, wo der Film die Zeichenebene schneidet, während die Schicht in den dazu senkrechten Richtungen klar blieb. Leider sind von Hagas Aufnahmen ebensowenig wie von denen Herwegs (vgl. S. 47) Reproduktionen veröffentlicht.

Fünftes Kapitel.

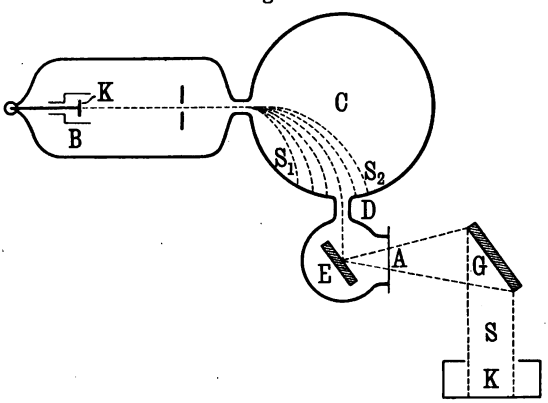
Wir sahen im vorigen Kapitel, daß die Elemente einen Teil der einfallenden Primärstrahlen zerstreuen, ohne daß diese durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlen sich in der Härte von den primären in sicher nachgewiesenem Maße unterscheiden. — Barkla und Sadler[1]) haben im Jahre 1908 entdeckt, daß die Elemente außer diesem Streuungsvermögen auch die Fähigkeit haben, bei bestimmter Art der Erregung eine Sekundärstrahlung zu emittieren, deren Impulsbreite, definiert durch ihre Absorbierbar-

[1]) C. G. Barkla und C. A. Sadler, Phil. Mag. **16**, 550—584 (1908).

keit, unabhängig von der Art der Erregung einen bestimmten Wert besitzt, der für das Element ebenso charakteristisch ist, wie für das Na-Atom z. B. die Wellenlänge einer D-Linie. Barkla und Sadler haben diese Sekundärstrahlung als „charakteristische" bezeichnet.

Die Erregung der charakteristischen Sekundärstrahlung setzt erst ein, wenn die Impulsbreite der Primärstrahlen unter einen unteren Grenzwert heruntergeht. In Ermangelung eines absoluten Maßes definieren wir die Impulsbreite entweder wie früher durch den Absorptionskoeffizienten μ in Al, oder durch die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, von denen die Primärstrahlen auf einer Al-Antikathode erzeugt werden.

Fig. 44.



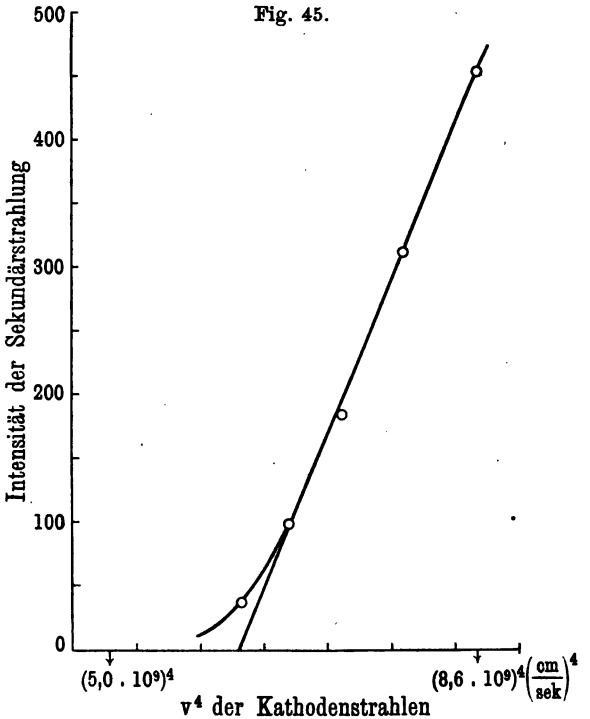
Die zweite Möglichkeit hat Whiddington[1]) benutzt, der den in der Fig. 44 skizzierten Apparat konstruierte. Eine Kathode K, an der der Kathodenfall durch eine verschiebbare Kappe B variiert werden kann, sendet die Kathodenstrahlen in die Kugel C, in der das Bündel durch ein zur Zeichenebene senkrechtes Magnetfeld in ein Spektrum $S_1 S_2$ ausgezogen wird. Ein kleiner, praktisch homogener Teil dieses Spektrums fällt durch die Blende D auf die Antikathode E und durch Regelung des Kathodenfalles und des Magnetfeldes läßt sich dem Bündel jede beliebige Geschwindigkeit erteilen, mit der es auf E auffällt. Die primäre Röntgen-

[1]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. 85, 323—332 (1911).

strahlung durchsetzt das dünne Al-Fenster A und fällt auf den Körper G, der die Sekundärstrahlen S emittiert, deren Intensität mit der Ionisierungskammer K elektroskopisch gemessen wird.

Beobachtet man die Intensität der Sekundärstrahlung, bei wachsenden Werten der Kathodenstrahlgeschwindigkeit v, so erhält man zunächst eine ganz geringe — durch Streuung ent-

Fig. 45.



standene — Strahlung, und dann plötzlich bei einem bestimmten Werte von v einen rapiden Anstieg, der, bei konstanter Strombelastung des Entladungrohres BC proportional v^4, d. h. also nach der Gleichung (6) proportional der Energie E_R der primären Strahlung in die Höhe geht. Diese Sekundärstrahlung ist die „charakteristische". Die Fig. 45 erläutert den Gang einer Beobachtung an Fe, und in der Tabelle 28 sind Whiddingtons

Messungen über die Grenzgeschwindigkeit der primären Elektronen zusammengestellt, die für verschiedene Elemente zur Auslösung der charakteristischen Sekundärstrahlung mindestens erforderlich sind.

Tabelle 28.

Metall, an dem die charakteristische Sekundärstrahlung erzeugt wird	Atomgewicht	Erforderliche Minimalgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen im primären Rohre		Absorptionskoeffizient der Sekundärstrahlen in Al $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$[1]
		Volt	cm/sec	$cm^2 . g^{-1}$
Al	27,0	1 200	$2{,}06 . 10^9$	580
Cr	52,5	7 320	$5{,}09 \cdot$	136
Fe	56,0	9 600	5,83	88,5
Ni	58,6	10 750	6,17	59,1
Cu	63,2	11 080	6,26	47,7
Zn	65,1	11 280	6,32	39,4
Se	78,9	15 400	7,38	18,9

Der Vergleich der zweiten und vierten Kolumne zeigt, daß die Minimalgeschwindigkeit in erster Annäherung dem Atomgewicht[2]) proportional ist und

$$v_{min.} = A . 10^8 \text{ cm/sec} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (43)$$

die Minimalgeschwindigkeit ergibt, mit der ein Elektron auf eine Al-Antikathode auffallen muß, um Röntgenstrahlen zu erzeugen, die in einem Elemente vom Atomgewicht A die charakteristische Sekundärstrahlung auszulösen vermögen.

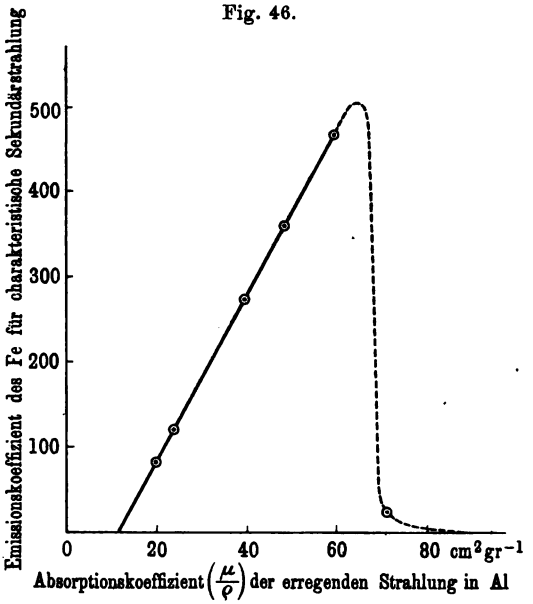
Statt der primären Kathodenstrahlgeschwindigkeit hat Sadler[3]) die durch die Absorbierbarkeit in Al, $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$, definierte Härte der Primärstrahlen benutzt, um den Grenzwert der Geschwindigkeit zu demonstrieren. Eine derartige Meßreihe Sadlers ist in der Fig. 46 wiedergegeben und der Beginn der Kurve bei $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 85 \text{ cm}^2 . \text{g}^{-1}$ zeigt den Härtegrad, bei dem die Sekundär-

[1]) Vgl. Tabelle 31. — [2]) Vgl. jedoch S. 131. — [3]) C. A. Sadler, Phil. Mag. 18, 107 (1909).

strahlen des Fe einsetzen. Eine weitere Erhöhung der Härte der primären Strahlen über den Grenzwert hinaus ergibt dann bei allen Elementen zunächst einen jähen Anstieg und darauf einen stetigen Abfall der charakteristischen Strahlung, wie die Fig. 46 ebenfalls erläutert [1]).

Die charakteristische Sekundärstrahlung besitzt keine durch die Richtung der erregenden Primärstrahlung bedingte Dissymmetrie, wie man sie an der durch Streuung entstandenen Sekundär-

Fig. 46.



strahlung beobachtet hat. Die charakteristische Strahlung breitet sich nach allen Richtungen gleichmäßig aus, wie Barkla durch eingehende Messungen festgestellt hat. Ebenso zeigt sie nach Barklas Versuchen keine Spur von Polarisation.

Die wesentliche Eigenschaft, die die charakteristischen Sekundärstrahlen auszeichnet, ist ihre vollständige Homogenität, und diese bietet uns die experimentelle Möglichkeit, die charakteristische

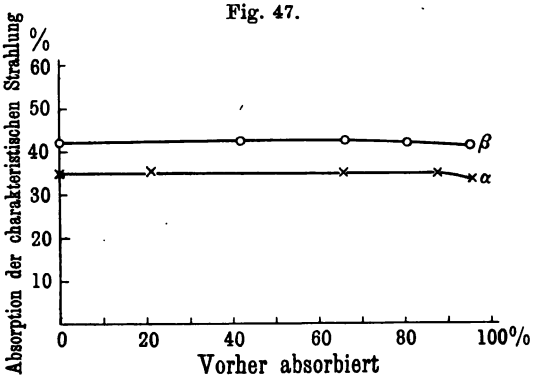
[1]) Nach neueren Messungen Sadlérs [Phil. Mag. 22 447 (1911)] schneidet die Kurve die Abszisse erst im Nullpunkt.

von der durch Streuung entstandenen sicher zu trennen. Die Absorption läßt sich streng nach der Formel

$$J = J_0 e^{-\mu x}$$

darstellen, wir erhalten für μ konstante und nicht von der Schichtdicke x abhängige Werte, wie man sie an der inhomogenen Strahlung beobachtet, die von den Antikathoden der Röntgenrohre ausgehen. Als Beispiel folgen in der Tabelle 29 einige Zahlen von

Fig. 47.



Barkla und Sadler[1]), die auch in der Fig. 47 graphisch dargestellt sind, um den Gegensatz zu der von Seitz analysierten Primärstrahlung in Fig. 24 recht deutlich hervortreten zu lassen.

Tabelle 29.

Die charakteristische Strahlung des Fe wird durch 13 μ Zn geschwächt um Proz.	Nachdem vorher durch Al absorbiert waren Proz.	Die charakteristische Strahlung des Cu wird durch 13 μ Zn geschwächt um Proz.	Nachdem vorher durch Al absorbiert waren Proz.
35,3	0	43	0
36,2	22	42,6	42,6
35,4	67	43,1	67,5
35,4	89	42	81,5
33,9	97	41,8	96,7
		42,5	0

[1]) C. G. Barkla und C. A. Sadler, Phil. Mag. **16**, 550—584 (1908).

Die Impulsbreite, oder experimentell die Absorbierbarkeit der charakteristischen Strahlen in Al, ist weder vom Aggregatzustand noch der chemischen Bindung des Atoms im Molekül abhängig. Die Tabelle 30 gibt nach Messungen von Chapman [1]) die Werte für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ für die charakteristische Strahlung des Broms als Dampf in Äthylbromid und als feste Substanz in NaBr und BrOH. Ebenso gab die Überführung von Zinnchlorid in Sulfat keine Änderung in der Absorption der charakteristischen Strahlen, die die Meßfehler, etwa 3 bis 5 Proz., überstiegen hätte [2]). Auch die chemische Wertigkeit ist ohne Einfluß auf die Absorbierbarkeit, wie Glaßon [3]) an dem Beispiel $FeSO_4$, Fe_2O_3 und Fe_3O_4 gezeigt hat.

Tabelle 30.

Vorherige Absorption durch Al Proz.	Absorption der charakteristischen Strahlung des Broms durch 63 μ Al		
	Äthylbromiddampf Proz.	NaBr fest Proz.	BrOH fest Proz.
0	24,1	24,8	24,0
24	24,4	24,3	24,5
42	24,1	23,4	24,2
56	23,6	24,0	24,3
67	24,0	24,1	24,1
75	24,7	23,6	—
$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}=$	16,4 $cm^2 . g^{-1}$	16,2 $cm^2 . g^{-1}$	16,3 $cm^2 . g^{-1}$

Die Impulsbreite der homogenen Sekundärstrahlung hängt vom Atomgewicht des Elementes ab. Barkla [4]) hat alle bekannten Zahlen in der Tabelle 31 zusammengestellt.

Aus dieser Tabelle sieht man zunächst, daß für die Elemente mit einem Atomgewicht größer als 108 bereits zwei verschiedene charakteristische Sekundärstrahlungen festgestellt sind, und es ist möglich, daß weitere Untersuchungen ein ganzes Spektrum

[1]) J. C. Chapman, Phil. Mag. **21**, 446 (1911). — [2]) Derselbe und E. D. Guest, Proc. Cambr. Soc. **16**, 136—141 (1911). — [3]) J. L. Glaßon, ebenda **15**, 437—441 (1910). — [4]) C. G. Barkla, Phil. Mag. **22**, 396—412 (1911).

Tabelle 31.

Element	Atomgewicht	Absorptionskoeffizient $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ der charakteristischen Strahlung		Bemerkungen
		Reihe K $cm^2.g^{-1}$	Reihe L $cm^2.g^{-1}$	
H—Mg	1—24,3	—	—	μ/ϱ wahrscheinlich sehr groß.
Al	27,1	580	—	Whiddington.
S	32,07	—	—	
Ca	40,09	435	—	Noch unsicher.
Sr	52	136	—	
Fe	55,85	88,5	—	
Co	58,97	71,6	—	
Ni	58,68 (61,3 ?)	59,1	—	
Cu	63,57	47,7	—	
Zn	65,37	39,4	—	
As	74,96	22,5	—	
Se	79,2	18,9	—	
Br	79,92	16,4	—	
Rb	85,45	13,7	—	Unsicher.
Sr	87,62	9,4	—	Chapman: 11,1 cm^{-1}
Mo	96,0	4,7	—	„ 4,9 „
Rh	102,9	3,1	—	
Ag	107,9	2,5	700	Werte für die Reihe L weniger sicher als für Reihe K.
Sn	119	1,57	—	
Sb	120,2	1,21	435	
J	126,9	0,92	306	
Ba	137,4	0,8	224	
Ce	140,3	0,6	—	
W	184	—	33	Vorläufige Zahlen, Homogenität noch nicht sicher erwiesen.
Pt	195	—	27,5	
Au	197,2	—	25	
Pb	207,1	—	20	
Bi	208	—	19	

verschiedener charakteristischer Sekundärstrahlungen aufdecken werden, die weiteren Vertikalreihen in der Tabelle 31 entsprechen würden, und deren einzelne „Banden“ oder „Linien“ sich einstweilen bei den bisher üblichen Methoden der Beobachtung entziehen,

weil sie extrem große oder extrem kleine Absorbierbarkeit besitzen. Für Platin kann man vielleicht die Existenz einer weiteren, in eine dritte Vertikalreihe (M) gehörigen, sehr stark absorbierbaren charakteristischen Strahlung aus einer Beobachtung von Seitz[1]) folgern. Seitz fand auf photographischem Wege, daß Pt eine (magnetisch nicht ablenkbare) Sekundärstrahlung erzeugt, die schon durch 1 μ Al stark absorbiert wurde, obwohl die Primärstrahlen von 1200 bis 3000 Volt erzeugt wurden. Wir wissen noch zu wenig über Röntgenstrahlen, die bei Entladungsspannungen unter 1000 Volt entstehen, und bei denen man keine Fenster mehr benutzen kann, sondern alle Messungen im Vakuumrohr selbst vornehmen muß, und auf der anderen Seite gehen die Untersuchungen an den schnellsten Kathodenstrahlen kaum über 10^5 Volt hinaus.

Wenn man den Zusammenhang zwischen Atomgewicht und Absorbierbarkeit in Al, als vorläufiges Maß der Impulsbreite, graphisch darstellen will, trägt man als Ordinate zweckmäßig den Logarithmus des Absorptionskoeffizienten auf und findet dann, daß beide Größen in einer angenähert linearen Beziehung zueinander stehen (Fig. 48). Die einzige Ausnahme in den glatten Kurvenzügen bildet Ni, wenn man dessen chemisch bestimmtes Atomgewicht 58,7 zugrunde legt. Mit einem Atomgewicht von 61,3 würde es sich der Reihe einordnen, und Barkla und Sadler haben diesen Wert, obwohl er nach Sir J. Dewars neuesten Bestimmungen chemisch unzulässig ist, ihrem Kurvenbilde zugrunde gelegt, da es noch eine Reihe weiterer Fälle gibt, wo Nickel in seinem Verhalten gegenüber den Röntgenstrahlen seine Ausnahmestellung verliert, wenn man $A = 61{,}3$ statt 58,7 annimmt. Wir werden bei den späteren Ausnahmen des Ni auf diese Bemerkung zurückverweisen (vgl. S. 83, 94, 120).

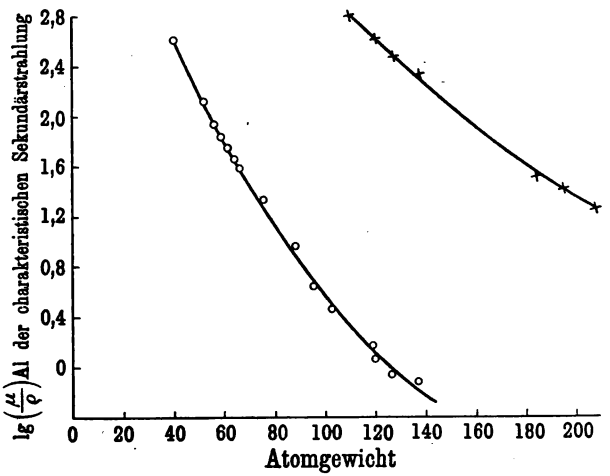
Für alle Elemente mit einem Atomgewicht unter 27 ist bisher noch keine charakteristische Strahlung aufzufinden gewesen, vermutlich weil diese nach einer Extrapolation der Tabelle 31 eine außerordentlich geringe Durchdringungsfähigkeit besitzt. Daher sind gerade diese Elemente für Untersuchungen über die durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlen ganz besonders geeignet.

---

[1]) W. Seitz, Physik. Zeitschr. 7, 689 (1906).

Über das Emissionsvermögen der Elemente für charakteristische Röntgenstrahlen gibt es Meßreihen von Whiddington[1]) und Sadler, die einen erheblichen Anstieg dieser Größe mit dem Atomgewicht zeigen. Die Zahlen Whiddingtons geben das Steigungsverhältnis der linearen Kurven der Fig. 45 für verschiedene Elemente, bezogen auf Al als Einheit. Es sind also relative Werte für die Menge der charakteristischen Sekundärstrahlung, die aus der Oberfläche des Elementes austritt. Sadler hingegen mißt in Bruchteilen der einfallenden Primärstrahlung E_R die gesamte (E_s), nicht nur die aus der Oberfläche austretende

Fig. 48.



Sekundärstrahlung (E_a), die auf dem Wege von der Länge 1 erzeugt wird. $\varkappa$, der Emissionskoeffizient für charakteristische Sekundärstrahlen, ist daher definiert durch die Gleichung:

$$E_s = dE_R = \varkappa . E_R . dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (44)$$

oder die Schwächung der Primärenergie von E_{R_0} auf E_R würde allein durch die Emission der charakteristischen Sekundärstrahlung nach der Gleichung

$$E_R = E_{R_0} e^{-\varkappa x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (45)$$

erfolgen.

---

[1]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. **85**, 323 (1911).

Man erhält K aus den beobachteten Zahlen $\frac{E_a}{E_R}$ aus der leicht herzuleitenden Beziehung:

$$\frac{E_a}{E_R} = \frac{\omega}{4\pi} S \cdot \varkappa \int_0^\infty e^{-(\mu_1+\mu_2)x} dx = \frac{S \cdot \omega}{4\pi} \frac{\varkappa}{\mu_1 + \mu_2} \cdot \quad (46)$$

wenn S die Fläche bedeutet, die das primäre Bündel E_R bestrahlt, ω den Öffnungswinkel der ins Meßinstrument fallenden Sekundärstrahlung und μ_1 bzw. μ_2 die Absorptionskoeffizienten für die primären bzw. sekundären Strahlen. Die Zahlen Whiddingtons und Sadlers sind in der Tabelle 32 vereinigt.

Tabelle 32.

Element	Atomgewicht	Relative Intensität der austretenden Sekundärstrahlen E_a	Emissionskoeffizient des Elementes für charakteristische Sekundärstrahlen K cm^{-1}
Al	27	1,00	—
Cr	52,5	10,0	50,5
Fe	56	30,0	137
Co	58,6	—	227
Ni	58,7 (61,3 ?)	46,5	288
Cu	63,2	59,1	390
Zn	65,1	72,7	412 [?] [1])
Se	78,9	91,0	—

Das Emissionsvermögen eines Elementes ist nach Barkla [2]) merklich unabhängig von seiner Temperatur, dem elektrischen Leitvermögen und der magnetischen Permeabilität. Ein elektrisch heizbares Eisenblech gab bei Zimmertemperatur und Weißglut innerhalb von 4 bis 6 Proz. die gleiche Menge charakteristischer Sekundärstrahlung.

Der Mechanismus der Emission der charakteristischen Sekundärstrahlung ist uns noch ganz unbekannt. Die strenge Homogenität der Strahlen legt ja die Analogie zu den aus der

[1]) Vgl. μ in der Tabelle 38. — [2]) C. G. Barkla, Phil. Mag. **11**, 812 (1906).

Optik bekannten Erscheinungen nahe, und die Annahme irgend welcher Elektronenresonanzen von der erforderlichen hohen Eigenfrequenz wird kaum befremdlich erscheinen, wo neuerdings durch die Untersuchungen von v. Baeyer, Hahn, Meitner und Danysz die Existenz scharf ausgeprägter Geschwindigkeitsspektra selbst im Gebiete der schnellsten β-Strahlen nachgewiesen ist.

Vor allem ist es eine Eigenschaft der charakteristischen Strahlung, die die Analogie zur Optik geradezu herausfordert: Wie nach der Stokesschen Regel eine Fluoreszenz nur durch Licht größerer Frequenz hervorgerufen wird, so verlangt auch die charakteristische Sekundärstrahlung zu ihrer Erregung ein Durchdringungsvermögen der Primärstrahlen, das etwas größer sein muß, als das der auszulösenden charakteristischen, deren Werte in der Tabelle 31 zusammengestellt waren. So hat Sadler[1]) an Kurven, wie der für Fe in Fig. 46 reproduzierten, festgestellt, daß die charakteristische Sekundärstrahlung an Fe, Co, Cu beginnt, wenn die primären Strahlen die Absorbierbarkeit $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ = etwa 85, 70 und 47 $cm^2 . g^{-1}$ erreichen, während die entsprechenden Koeffizienten der erregten charakteristischen Strahlen 88,5, 71,6 und 47,7 betragen.

Barkla und Sadler[2]), die diese Regel entdeckt haben, schlagen daher vor, die charakteristische homogene Sekundärstrahlung direkt als Fluoreszenz-Röntgenstrahlung zu bezeichnen, und dieser Name wird auch häufig in der Literatur benutzt. Aber man glaubt bereits heute einen Fall gefunden zu haben, in dem die Regel nicht gilt, genau wie auch der lange als streng gültig angesehene Stokessche Satz in der Optik Ausnahmen besitzt, die zuerst Wood nachgewiesen hat. Whiddington[3]) hat beobachtet, daß Aluminium eine charakteristische Sekundärstrahlung emittiert, deren Durchdringungsvermögen das der erregenden primären Strahlen erheblich übertrifft: Ein Röntgenrohr, in dem auf einem beweglichen Schlitten verschiedene Metalle als Antikathoden in die Bahn der Kathodenstrahlen hineingebracht werden können, wirft seine Strahlen auf ein Al-Fenster, hinter dem die Intensität der Strahlen elektrometrisch gemessen werden kann. Bei 1200 Volt bemerkt

---

[1]) C. A. Sadler, Phil. Mag. **18**, 107 (1909). — [2]) C. G. Barkla und C. A. Sadler, ebenda **16**, 550 (1909). — [3]) Proc. Roy. Soc. **85**, 99 (1911).

man dann die erste Röntgenstrahlung, deren Intensität dann in bekannter Weise mit der Spannung ansteigt [Gleichung (6)]. Sie ist vollständig homogen, ist bis zu 2600 Volt unabhängig vom Material der Antikathode und stellt die charakteristische Sekundärstrahlung des Al-Fensters dar, die durch die primären Röntgenstrahlen erzeugt wird, die selbst das 20 μ dicke Al-Fenster nicht zu durchdringen vermögen, da in dem austretenden Bündel keine inhomogene Strahlung vorhanden ist. Eine ganz analoge Beobachtung hat Seitz bereits im Jahre 1905 gemacht. Auch bei seinen Versuchen war die Strahlung, die von 1500 Volt an außerhalb des Fensters aus Al-Folie wahrgenommen wurde, homogen, und der Absorptionskoeffizient war unabhängig von der Spannung bis herauf zu 6000 Volt. Erst bei dieser Spannung beginnt der Anteil der primären Strahlung in dem austretenden Gemische merklich zu werden.

Treten durch Streuung entstandene und charakteristische Röntgenstrahlen an irgend einer Substanz gleichzeitig auf, so überwiegt der Anteil der letzteren ganz außerordentlich. Wir sahen im vorigen Kapitel, daß Cu Masse pro Masse ungefähr doppelt soviel Sekundärstrahlen durch Streuung emittiert, als eine Substanz, deren Komponenten kein Atomgewicht größer als 32 besitzen, wie z. B. Papier. Benutzt man nun als Erreger der Sekundärstrahlen ein primäres inhomogenes Strahlengemisch, das die charakteristische Sekundärstrahlung des Cu zu erregen vermag, so überwiegt in einem von Barkla und Sadler [1]) gegebenen Beispiel die von 1 g Cu insgesamt erzeugte Sekundärstrahlenergie die von 1 g Papier emittierte um das 196fache. Schalten wir nun in den Gang der Sekundärstrahlen nach und nach Al zunehmender Dicke ein, so wird die charakteristische Strahlung des Cu verhältnismäßig intensiver geschwächt, als die zerstreute. Denn die Härte der charakteristischen Strahlung ist nach dem Fluoreszenzsatz geringer, als die der primären, und folglich auch als der zerstreuten, das Gemisch, das durch das Al-Blech hindurchgeht, wird relativ reicher an durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlen, bis schließlich Cu nur rund doppelt soviel Sekundärstrahlen emittiert als Papier, wie es den relativen spezifischen Streuungskoeffizienten der Materialien entspricht. Einige Zahlen von Barkla und Sadler finden sich in der Tabelle 33.

---

[1]) C. G. Barkla u. C. A. Sadler, Phil. Mag. **16**, 550 (1908).

Tabelle 33.

Dicke des eingeschalteten Al-Bleches cm	Schwächung der totalen Sekundärstrahlung		Verhältnis von aus gleichen Massen Cu und Papier erzeugten Sekundärstrahlungen
	von Cu Proz.	von Papier Proz.	
0	0	0	196 : 1
0,0208	94,5	51,8	22 : 1
0,0416	99,3	66	4 : 1
0,0574	99,6	71	1,94 : 1
0,0782	99,74	78	1,85 : 1
0,0990	99,8	83	1,83 : 1

Das starke Überwiegen der charakteristischen Sekundärstrahlung über die durch Streuung entstandene zeigt sich auch deutlich in Crowthers Versuchen über die Sekundärstrahlung gasförmiger Verbindungen. Ist dort nach der Tabelle 21 die relative Intensität der Sekundärstrahlung pro Masse, bezogen auf Luft als Einheit in allen Fällen praktisch $= 1$, so steigt die Zahl auf das 50- bis 70fache, wenn eins der Elemente ein Atomgewicht > 32 besitzt, also durch die von den technischen Rohren gelieferten Primärstrahlen zur Emission der charakteristischen Strahlung angeregt wird. Für sieben derartige Dämpfe sind Crowthers Zahlen in der Tabelle 34 reproduziert. Die Absorbierbarkeit der Primärstrahlen betrug für eine Zn-Folie 25 Proz., die charakteristische Sekundärstrahlung ist hingegen, wie die dritte Spalte zeigt, erheblich weniger durchdringend, während die durch Streuung entstandene Sekundärstrahlung der in der Tabelle 21 aufgezählten Gase die gleiche Härte wie die primäre zeigte.

Es bedarf wohl kaum der Erwähnung, daß die Zahlen der zweiten Spalte stark von der Härte der Primärstrahlen abhängen, je nachdem die Impulsbreite der der erregten charakteristischen Strahlung ferner oder näher liegt (vgl. Fig. 46).

Die Überlagerung der charakteristischen und der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung erklärt eine große Reihe von Messungen und Beobachtungen, die früher schwer zu deuten waren, als die Existenz dieser beiden Arten der Sekundärstrahlung

noch nicht bekannt war. Einige typische Fälle wollen wir im folgenden aufzählen:

Zum Nachweis der Polarisation waren C, Al, Paraffin u. dgl. besonders geeignet, während schwerere Metalle als Ausgangspunkt der Strahlen keine, oder wenigstens keine quantitativ sicheren Resultate gaben. Der Grund liegt darin, daß die Elemente mit höherem Atomgewicht nur einen kleinen Bruchteil der Sekundärstrahlung durch Streuung erzeugen, während der weitaus größere Teil von der charakteristischen Strahlung geliefert wird, die völlig ungerichtet ist und sich nach allen Seiten gleichmäßig ausbreitet, gleichgültig, wie, z. B. in der Fig. 26, der elektrische Vektor orientiert war.

Tabelle 34.

Dampf	Relative Intensität J der Sekundärstrahlung $\perp$ zur Primärstrahlung	Prozentische Absorption in einer Zn-Folie Proz.	Relative Dichte des Gases D	$\frac{J}{D}$
Luft	1,00	25	1,00	1,00
CCl_4	8,6	27	5,35	1,61
$Ni(CO)_4$ . . .	8,1	73	5,90	1,37
AsH_3	205	65	2,71	75,0
$C_2H_5Br_2$ . . .	217	54	3,78	57,5
$C_2H_4Br_2$ . . .	445 [1])	50	6,53	68,2
$SnCl_4$	72,1	24	9,01	8,0
CH_3J	41,5	25	4,96	8,4

Geht ein homogenes Strahlenbündel, z. B. die charakteristische Sekundärstrahlung des Ag, durch ein Element mit kleinerem Atomgewicht hindurch, das nun seinerseits eine charakteristische Sekundärstrahlung emittiert, so ist das Bündel nach dem Durchgang inhomogen. Wurden z. B.[2]) durch ein Al-Blech 14 Proz. absorbiert, gleichgültig, ob vorher schon von Al bis zu 97 Proz. aller Strahlen fortgenommen waren, so absorbiert das gleiche Blech 22 Proz., wenn die homogene Strahlung durch ein Fe-Blech gegangen und mit dessen charakteristischer Sekundärstrahlung

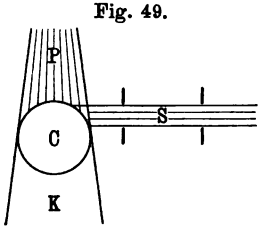
[1]) Genauere Zahlen bei J. A. Crowther, Proc. Cambr. Soc. **15**, 101 (1909). — [2]) C. G. Barkla und C. A. Sadler, Phil. Mag. **17**, 739 (1909).

untermischt war. Daraus erklärt sich unter anderem, warum die partielle Polarisation eines primären Röntgenbündels zwar zunimmt, wenn die ungerichteten weichen Strahlen des Gemisches durch Filtration entfernt werden, wie dies Barkla, Baßler und Vegard mit Al, Papier usw. getan haben, daß aber der Betrag der beobachteten Polarisation heruntergeht, wenn man als Filter Schwermetalle, etwa Pb, benutzt, wie dies bei Ham[1]) der Fall war.

Schon in der eigenen Antikathode muß ein primäres Röntgenstrahlbündel mit der charakteristischen Sekundärstrahlung des Antikathodenmetalles vermischt werden, falls die beim ersten Anprall erzeugten Röntgenstrahlen die Härte der charakteristischen Strahlen übertreffen. Durch diese charakteristische Strahlung wird die Homogenität der Primärstrahlung noch erheblich weiter vermindert, als dies schon durch die allmähliche Bremsung der Elektronen auf der zickzackförmigen Bahn geschah, und daher rührt ein großer Betrag der ungerichteten Strahlung, die die experimentelle Prüfung der aus der Gleichung (35) gezogenen Folgerungen so erschwerte[2]).

Auch die Verteilung der Sekundärstrahlenergie um den sie emittierenden Körper hängt wesentlich davon ab, ob dieser Körper durch Streuung entstandene oder charakteristische Sekundärstrahlen emittiert, und ob diese Strahlen hinter Filtern untersucht werden, die die durchgehenden Strahlen mit charakteristischen Sekundärstrahlen durchsetzen, oder nicht. Daher stammten die etwas verwickelten Resultate, die Bragg und Glaßon beobachteten, als sie die Vorzugsrichtung der Sekundärstrahlen in Richtung der primären Strahlen entdeckten, die, wie wir durch die späteren Arbeiten von Crowther, Owen u. a. wissen, nur den Sekundärstrahlen eigentümlich ist, die durch Streuung entstehen.

Fig. 49.



Eine Ermüdung der Elemente in der Emission der charakteristischen Sekundärstrahlung, analog dem zeitlichen Nachlassen

---

[1]) W. R. Ham, Phys. Rev. **30**, 96—112 (1910). — [2]) Vgl. jedoch Seite 131.

des Fluoreszenzlichtes in der Optik, ist von Chapman[1]) ebenso vergebens gesucht, wie bei der Emission der durch Streuung entstandenen Strahlen. Chapman verglich die Sekundärstrahlung S, die ein mit 60 Touren pro Sekunde laufender Zylinder C emittierte, mit der Intensität der primären Strahlen P. Er fand keinen Unterschied, ob der schmale, emittierende Streifen der Zylinderoberfläche vorher den Strahlenkegel P des primären Bündels oder dessen Schatten K durchlaufen hatte, d. h. C im Sinne oder im Widersinne des Uhrzeigers rotierte (Fig. 49).

Sechstes Kapitel.

Die vielfältige Analogie zwischen dem Verhalten der Röntgenstrahlen und dem des Lichtes, die uns in den bisherigen Kapiteln begegnete, bleibt auch bei den Erscheinungen der Absorption erhalten. Nur scheinen auch hier bei den Röntgenstrahlen alle Einflüsse zu verschwinden, die mit der räumlichen Gruppierung und der Nachbarwirkung der Atome in Beziehung stehen, wie Dichte, Temperatur, Aggregatzustand und chemischer Zustand, die für die optischen Eigenschaften einer Substanz, für Lage, Breite und Intensität ihrer Absorptionsstreifen von wesentlicher Bedeutung sind.

Benoist[2]) stellte schon 1897 fest, daß die Absorption eines Gases in einem 0,75 m langen Rohre zwischen 1 und 2 Atm. proportional der Dichte sei, Rutherford und Mc Clung[3]) fanden eine Konstanz des Absorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ in Luft pro Masseneinheit bei etwa 12 cm Parallelfunkenstrecke, also harten Strahlen, und für Drucke unter einer Atmosphäre hat Crowther[4]) einen streng linearen Zusammenhang mit der Absorption beobachtet. Die Messungen erfolgen einfach in der Art, daß in den Gang der Strahlen ein evakuiertes Rohr be-

[1]) J. C. Chapman, Proc. Cambr. Soc. **16**, 142 (1911). — [2]) L. Benoist, Compt. rend. **124**, 146—148 (1897). — [3]) E. Rutherford u. R. K. Mc Clung, Phil. Trans. London **196**, 25—29 (1901). — [4]) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **82**, 103—127 (1909).

kannter Länge eingefügt und dann hinterher die Schwächung der Strahlungsintensität durch die Gasfüllung von bekanntem Druck bestimmt wird.

Die Unabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten pro Masseneinheit von der Temperatur hat Malagoli[1]) festgestellt.

Tabelle 35.

Druck Atm.	Absorptionskoeffizient μ/ϱ in Luft $cm^2 . g^{-1}$
0,5	0,244
1,0	0,223
2,0	0,233
3,0	0,222

Gladstone und Hilbert[2]), Humphreys[3]) u. a. haben gefunden, daß die Absorption der Elemente in Verbindungen eine additive Eigenschaft der Atome ist. So berechnete Humphreys die Absorption von Metallegierungen aus den Zahlen für die Komponenten, die er seinen Messungen an Metallsulfiden entnahm, und Holtsmark fand beispielsweise für Hg aus Chlorid $\frac{\mu}{\varrho} = 44\ cm^2 . g^{-1}$ und für metallisches Hg $\frac{\mu}{\varrho} = 43\ cm^2 . g^{-1}$.

Auch der Aggregatzustand scheint keinen erheblichen Einfluß zu besitzen. Für Hg-Dampf fand Holtsmark $\frac{\mu}{\varrho} = 27\ cm^2 . g^{-1}$, wobei wahrscheinlich die weichen Strahlen schon durch die Glaswände des Hg-Dampf enthaltenden Kolbens entfernt waren, und für flüssige Luft $0{,}48\ cm^2 . g^{-1}$, während Rutherford und McClung mit einem härteren Röntgenrohr für Luft von Atmosphärendruck $0{,}22\ cm^2 . g^{-1}$ beobachtet hatten.

Walter[4]) zeigte, daß die Absorption in Quarz auch von der Orientierung der Strahlen relativ zur Kristallachse unabhängig ist.

---

[1]) R. Malagoli, N. Cim. (5) **1**, 445 (1901). — [2]) J. H. Gladstone u. W. Hilbert, Chem. News **74**, 235 (1896); **78**, 199 (1898). — [3]) W. J. Humphreys, Phil. Mag. **44**, 401 (1897). — [4]) B. Walter, Naturw. Rundschau **11**, 213—214 (1896).

Millikan und More[1]) haben jüngst festgestellt, daß es für die Größe der Absorption ohne Einfluß ist, ob die absorbierende Substanz gleichzeitig von einer zweiten, etwa senkrecht zur ersten gerichteten Strahlung durchsetzt wird, ebenso wie es in der Optik noch nicht gelungen ist, die Absorption in einem fluoreszierenden Medium dadurch zu ändern, daß man dieses zur Fluoreszenz erregt.

Besitzen auch die Versuche bei verschiedener Dichte, Temperatur und chemischer Bindung durchaus nicht den wünschenswerten Grad experimenteller Genauigkeit, um jeden Einfluß auf die Absorbierbarkeit ausgeschlossen erscheinen zu lassen, so kann doch als sicher gelten, daß die Größe der Absorption im wesentlichen nur von den Eigenschaften des Atoms bestimmt wird. Nachdem schon Röntgen[2]) erkannt hatte, daß die Strahlen in verschiedenen Elementen nicht wie die Kathodenstrahlen nach Lenards Untersuchungen proportional der durchstrahlten Masse geschwächt werden, wurde die Beziehung der Absorption zum Atomgewicht gefunden, insbesondere die Durchlässigkeit der leichten Atome[3]) und die Abnahme der Durchlässigkeit[4]) mit wachsendem Atomgewicht. Benoist und Holtsmark haben ausführliche Reihen über die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten pro Masseneinheit $\frac{\mu}{\varrho}$ vom Atomgewicht gegeben und einige ihrer Zahlen sind in der Tabelle 36 wiedergegeben.

Schon diese drei Reihen zeigen, was auch durch zahlreiche weitere Beobachtungen bestätigt wird, daß die Absorption eine ausgesprochen selektive Eigenschaft ist, d. h. die relativen Absorptionskoeffizienten für verschiedene Elemente stark mit der Erzeugungsweise der untersuchten Strahlen variieren. So ist der Absorptionskoeffizient des Ag bei einem weichen, mit niedriger Spannung betriebenen Röntgenrohr nur zehmal größer, bei einem harten Rohr hingegen 18mal größer als der des Al.

Bei der weiteren Untersuchung der selektiven Absorption ergibt sich nun die schon mehrfach erwähnte Schwierigkeit, daß

---

[1]) R. A. Millikan u. E. J. More, Phys. Rev. **30**, 131 (1910). — [2]) I. Mitteilung. — [3]) J. Waddell, Chem. News **76**, 161—163 (1897). — [4]) Lord Blythswood u. E. W. Marchant, Proc. Roy. Soc. **65**, 413—428 (1899); R. K. McClung u. D. McIntosh, Phil. Mag. **3**, 68—79 (1902).

wir bis jetzt die Impulsbreite der Röntgenstrahlen nicht messen und daher den Absorptionskoeffizienten nicht einfach als Funktion der Impulsbreite darstellen können, wie dies in der Optik bei Kenntnis der Wellenlänge geschieht. Wir müssen uns einstweilen damit behelfen, eine bestimmte Strahlung durch irgend ein vorläufiges Maß zu charakterisieren, und als solches bietet sich zunächst die Geschwindigkeit der Elektronen, durch die die Röntgenstrahlen auf einer Antikathode aus einem bestimmten Material erzeugt werden. In dieser Weise hat Adams[1]) eine Reihe von Messungen angestellt, indem er das primäre Kathodenstrahlbündel auf der Antikathode in ein magnetisches Spektrum zerlegte und die Energie der Röntgenstrahlen mit dem Radiomikrometer bestimmte.

Tabelle 36.

Element	Atomgewicht	Absorptionskoeffizient		
		nach Benoist[2])	nach Holtsmark	
		harte Strahlen $cm^2 . g^{-1}$	harte Strahlen $cm^2 . g^{-1}$	weiche Strahlen $cm^2 . g^{-1}$
Al . . .	27	0,97	1,34	2,03
S	32	1,96	2,8	2,8
Fe . . .	55,5	7,5	11,9	12
Cu . . .	63,1	8,1	11,2	17,1
Zn . . .	65	8,4	16,4	18,6
Ag . . .	108	17,7	16,4	21,6
Sn . . .	118	17,7	16,9	19,2
Pt . . .	193	22	30,7	41,5
Au . . .	196	28	47	78
Hg . . .	199	22	42	43
Pb . . .	205	22	32,5	—

In einer vorläufigen Beschreibung der Resultate teilt Adams mit, daß die Kurven, die den Absorptionskoeffizienten als Funktion der primären Geschwindigkeit v darstellen, im allgemeinen mit

[1]) J. M. Adams, Phys. Rev. **26**, 202 (1908). — [2]) Benoists Zahlen sind unter Benutzung eines von Holtsmark gegebenen Ausschußwertes auf absolutes Maß, $\frac{\mu}{\varrho}$ $[cm^2 . g^{-1}]$, umgerechnet.

wachsenden Werten von v linear ansteigen, daß aber manche Metalle auch Kurven mit ausgeprägten Maximis und Minimis besitzen. Leider scheinen die näheren Daten bisher nicht publiziert zu sein.

Ham[1]) hat die Energie der Strahlen nicht durch die Wärmewirkung, sondern durch die Ionisation gemessen und hat einige Zahlen für den Absorptionskoeffizienten in Blei veröffentlicht, die beim Gleichstrombetriebe des Rohres erhalten wurden. Die Zahlen finden sich in der Tabelle 37 und ergeben einen kontinuierlichen Anstieg des Absorptionskoeffizienten μ mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit, und daher ist die Absorption im Blei, in dem Impulsbreitenintervall, das den Spannungen von 14 000 bis 26 000 Volt entspricht, nicht selektiv.

Tabelle 37.

Spannung Volt	Absorptionskoeffizient μ in Pb cm^{-1}
14 300	1144
15 600	1116
17 500	1029
21 000	911
24 800	909
26 000	860

Will man die Geschwindigkeit der Elektronen, durch die die Röntgenstrahlen auf der Antikathode erzeugt werden, als vorläufiges Maß der Impulsbreite benutzen, so ist nicht immer direkt eine Messung der Elektronengeschwindigkeit, wie sie Adams und Ham ausgeführt haben, erforderlich. Wir sahen im vorigen Kapitel, daß die Durchdringungsfähigkeit der homogenen charakteristischen Sekundärstrahlung nicht merklich von der Durchdringungsfähigkeit der Primärstrahlen verschieden ist, die gerade imstande, die homogene Strahlung zu erregen, und wir sahen ferner, daß zur Erzeugung dieser gerade wirksamen Primärstrahlung an einer Al-Antikathode Elektronen von der Geschwindig-

[1]) W. R. Ham, Phys. Rev. **30**, 96 (1910).

Tabelle 38.

Charakteristische homogene Sekundärstrahlung der Elemente	Absorptionskoeffizient $\frac{\mu}{\varrho}$ für die Elemente $[cm^2.g^{-1}]$											Atomgewicht
	C	Mg	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Ag	Sn	Pt	Au	
Al	15,3	—	580	—	—	3900	—	2020	1030	2010	1760	27
Cr	—	126,5	136	103,8	129	143	170,5	580,5	713,7	[516,8]	[507] ?	52
Fe	10,1	80	88,5	66,1	83,8	95,1	112,5	381	472	340	367	55
Co	7,96	63,5	71,6	67,2	67,2	75,3	91,5	314	392	281	306	58
Ni	6,58	51,8	59,1	314	56,3	61,8	74,4	262	328	236	253	[61]*
Cu	5,22	41,4	47,7	268	62,7	53,0	60,9	214	272	194	210	63
Zn	4,26	34,7	39,4	221	265	55,5	50,1	175	225	162,5	178,2	65
As	2,49	19,3	22,5	134	166	176	203,5	105,3	131,5	105,7	106,1	74
Se	2,04	15,7	18,9	116,3	141,3	149,8	174,6	87,5	112	93,0	100,0	78,5
Ag	41	2,2	2,5	17,4	22,7	24,3	27,1	13,3	16,5	56,5	61,4	107

keit $A \cdot 10^8 \frac{cm}{sec}$ erforderlich sind, wenn A das Atomgewicht des Sekundärstrahlers bedeutet. Erregt man also z. B. an Fe eine charakteristische Strahlung, so erhält man ein intensives, streng homogenes Bündel, das einer Primärstrahlung gleicht, die durch eine Elektronengeschwindigkeit von $55 \cdot 10^8 \frac{cm}{sec}$ auf einer Al-Antikathode erzeugt wird. Die charakteristische Strahlung für Ag würde $107 \cdot 10^8 \frac{cm}{sec}$, d. h. etwa 0,3 Lichtgeschwindigkeit entsprechen usw., und so kann man für diese Strahlen verschiedener Impulsbreite den Absorptionskoeffizienten eines Elementes in seiner Abhängigkeit von der primären Kathodenstrahlgeschwindigkeit erhalten. Barkla und Sadler[1]) haben die Absorbierbarkeit der homogenen Sekundär-

[1]) C. G. Barkla und C. A. Sadler, Phil. Mag. 17, 739—758 (1909).

strahlung von neun Elementen in elf verschiedenen Elementen ermittelt, und ihre Resultate finden sich in der Tabelle 38. Die oberste Horizontalreihe ist nach neueren Messungen Whiddingtons[1]) eingefügt.

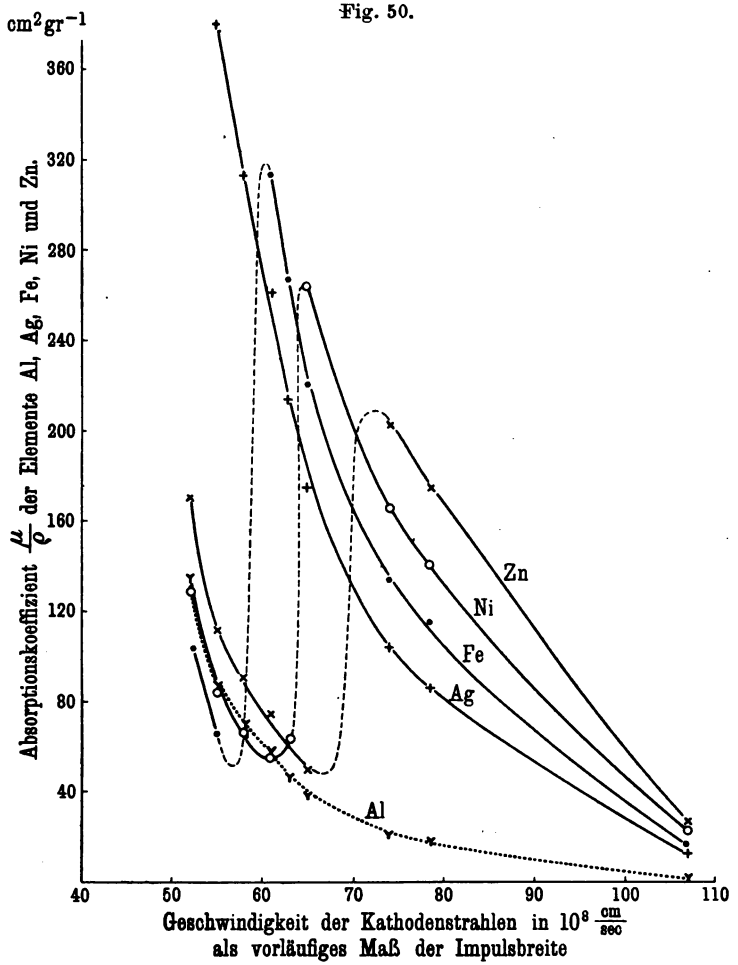
In der Fig. 50 sind dann die Absorptionskoeffizienten für die Metalle Al, Ag, Fe, Ni und Zn graphisch dargestellt. Die Abszisse gibt die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, durch die die Röntgenstrahlen erzeugt werden, oder das Atomgewicht des Elementes, das eine gleich durchdringende Sekundärstrahlung emittiert. Die Absorption fällt, wie qualitativ längst bekannt, zunächst bei allen Elementen kontinuierlich mit zunehmender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, dann steigt sie für einige Elemente in der Fig. 50, Fe, Ni, Zn, rapide, es tritt eine starke selektive Absorption auf, der dann bei weiterer Abnahme der Geschwindigkeit v eine abermalige kontinuierliche Abnahme des Absorptionskoeffizienten folgt. Bei Al, Mg, Ag u. a. hingegen fehlt in dem vorliegenden Bereich der Kathodenstrahlen ein selektives Gebiet, und die Abnahme von $\frac{\mu}{\varrho}$ mit zunehmender Geschwindigkeit erfolgt bei diesen Metallen in ähnlichen, nur durch einen konstanten Faktor unterschiedenen Kurven. Infolgedessen kann man zur Charakterisierung der absorbierten Strahlung statt der zugehörigen Kathodenstrahlgeschwindigkeit nun auch die Werte in einem dieser nicht selektiv absorbierenden Elemente benutzen. Der Absorptionskoeffizient kann uns dann, wie wir schon früher erwähnten, genau so gut als vorläufiges Maß der Impulsbreite dienen, wie wir in der Optik den Brechungsindex einer Substanz als Maß für die Lichtwellenlänge anwenden können, solange wir einer Absorptionsbande fern bleiben, in der der Brechungsindex einen anomalen Verlauf ergibt.

Ob wir zur Charakterisierung der Impulsbreite Al oder Ag benutzen, ist für die Zahlen der Tabelle 38 gleichgültig. Ein selektives Gebiet des Al liegt nach der Tabelle 28 in der Fig. 50 bei der Kathodenstrahlgeschwindigkeit von etwa $20.10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, entsprechend etwa 1200 Volt, eins des Ag bei etwa $10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ oder

[1]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. 85, 99—118 (1911).

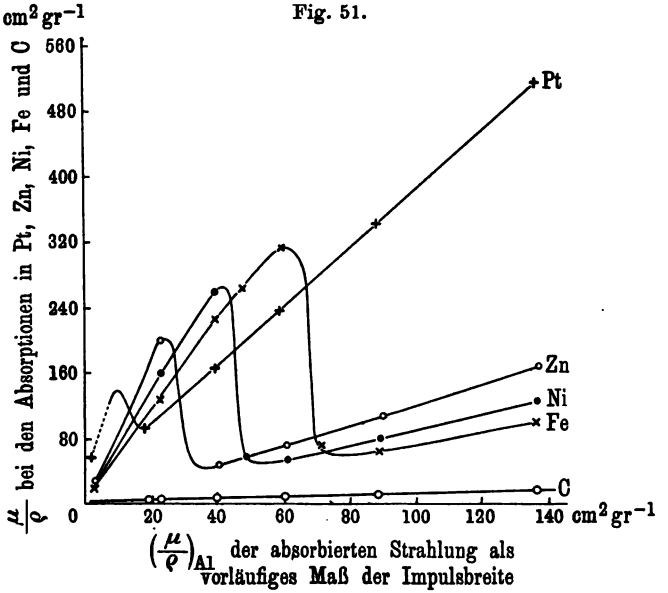
etwa 50 000 Volt. 50 000 Volt ist die Betriebsspannung eines Röntgenrohres mittlerer Härte, 1200 Volt hingegen ist erst für einige wenige Untersuchungen benutzt, und daher ist es vorteilhaft, nicht Ag, sondern Al als Metall zu benutzen, dessen $\frac{\mu}{\varrho}$ man als vorläufiges Maß für die Impulsbreite einer Strahlung ver-

Fig. 50.



wendet. Gegen die Wahl von Ag spricht des weiteren noch der Umstand, daß es ein zweites selektives Gebiet besitzt, dessen Lage ungefähr mit dem des Al bei 1200 Volt übereinstimmt. Auf der anderen Seite hat Al vor den Metallen mit noch kleinerem Atomgewicht, wie etwa Li mit $A = 7$, den Vorzug, in Form handlicher Bleche anwendbar zu sein, und daher ist es zurzeit allgemein üblich, Al als Normalabsorptionssubstanz zu benutzen.

Fig. 51.



Trägt man die Zahlen der Tabelle 38 in ein Diagramm ein, dessen Abszisse die Werte $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ für die zu absorbierende Strahlung darstellt, so treten an Stelle der gekrümmten Kurvenstücke gerade Linien und man erhält das sehr anschauliche Bild der Fig. 51. In beiden Formen der graphischen Darstellung zeigen die Kurven eine außerordentlich ausgeprägte selektive Absorption gewisser Elemente für bestimmte Impulsbreiten. Das Maximum der Durchlässigkeit liegt z. B. bei Eisen bei der Impulsbreite, der eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit von etwa $5{,}6 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ oder

eine Absorbierbarkeit in Al von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 80\ cm^2.g^{-1}$ entspricht, und das sind, wie die Tabellen 28 und 31 zeigen, gerade die Werte, die der charakteristischen Sekundärstrahlung des Eisens entsprechen. Das gleiche gilt von den übrigen Zahlen, und somit besitzt ein jedes Element eine selektiv ausgeprägte Durchlässigkeit für die Impulsbreite, mit der das Element die eigene charakteristische Sekundärstrahlung emittiert.

Vergleicht man die in Fig. 46 und 51 für Fe ausgezogenen Kurven, so sieht man, daß nicht nur das Minimum des Absorptionskoeffizienten für die Impulsbreite der charakteristischen sekundären Fe-Strahlung eintritt, sondern daß auch der Verlauf von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ im ganzen selektiven Absorptionsgebiete der Intensität der in Fe erzeugten charakteristischen Strahlung parallel geht. Die Durchlässigkeit fällt mit abnehmender Impulsbreite in gleicher Weise, wie die Emission der sekundären Energie zurückgeht, und daher kann es kaum zweifelhaft sein, daß die starke selektive Absorption in Fe für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} < 80\ cm^2.g^{-1}$ dadurch verursacht ist, daß Fe seine charakteristische Strahlung emittiert, deren Energie, wie wir auf S. 85 sahen, den Betrag der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung, wie sie für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} > 80\ cm^2.g^{-1}$ allein auftritt, um ungefähr das Hundertfache übertrifft. Das gleiche wie für Fe gilt für die anderen Elemente, und dieser Zusammenhang der charakteristischen oder Fluoreszenzstrahlung mit der selektiven Absorption ist ein weiteres Analogon zur Optik, wo ebenfalls die Emission einer Fluoreszenzstrahlung an das Auftreten einer selektiven Absorption gebunden ist.

Es scheint, daß jede Emissionsbande der charakteristischen Strahlung eines Elementes das gleichzeitige Auftreten einer Bande selektiv gesteigerter Absorption bedingt, denn Chapman[1]) hat jüngst auch für die zweite Spektralbande des Bleies, deren Impulsbreite nach der Tabelle 31 einem Werte $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 20\ cm^2.g^{-1}$ entspricht, eine Kurve aufnehmen können, die, wie die Fig. 52 zeigt,

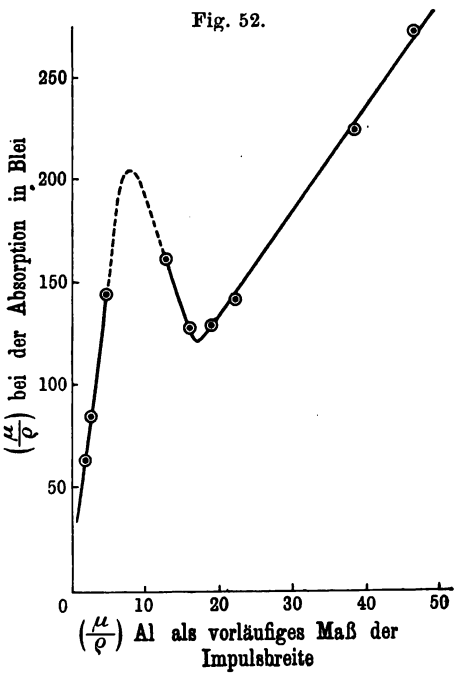
[1]) C. R. Chapman, Proc. Cambr. Soc. **16**, 399 (1912).

der an Fe usw. für die erste Spektralbande (vertikale Reihe der Tabelle 31) erhaltenen durchaus analog ist[1]).

Zur Erregung dieser zweiten charakteristischen Bande des Bleies bediente sich Chapman einer harten Primärstrahlung. Eine Parallelfunkenstrecke zum Röntgenrohr hatte eine Länge von 15 cm, und alle weniger durchdringenden Komponenten des primären Bündels wurden durch dickes Al entfernt.

Die Absorption der charakteristischen Strahlung durch 67 μ Al ergab sich nach Abzug der durch Streuung entstandenen Sekundärstrahlung zu 26 Proz., gleichgültig, ob 12, 52 oder 86 Proz. vorher durch Absorption entfernt waren. Die Strahlung war also streng homogen, und für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ in Al folgt der Wert 17,4 $cm^2.g^{-1}$, etwas kleiner, als Barkla in der Tabelle 31 angegeben hatte.

Fig. 52.



Betrachten wir jetzt einige Folgerungen, die sich aus der Existenz der selektiven Absorptionen ergeben. Kaye[2]) hat festgestellt, daß die Primärstrahlung, die ein mit 25000 Volt betriebenes Röntgenrohr (67 μ dickes Al-Fenster) bei verschiedenem Antikathodenmaterial emittiert, für Absorptionsfilter aus dem gleichen Metall wie die

[1]) Die Ordinaten geben nicht genau den Wert μ/ϱ, sondern sind mit einem noch unbekannten, von 1 wenig verschiedenen Faktor zu erweitern. — [2]) G. W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. **14**, 236 (1907).

Antikathode ein besonderes Durchdringungsvermögen besitzt, wie die Tabelle 39 zeigt.

Tabelle 39.

Material der Antikathode	Durchgelassene Menge in willkürlichen Einheiten von einem Schirme aus			
	Pt	Cu	Ni	Fe
Pb	88	24	41	26
Pt	**100**	24	41	25
Ag	66	21	35	22
Cu	29	**35**	33	12
Ni	24	26	**33**	11
Fe	19	6	29	**30**
Al	9	3	9	5

25000 Volt vermögen nach der Tabelle 31 in Cu, Ni und Fe die charakteristische Sekundärstrahlung der ersten Bande, an Pt die der zweiten Bande zu erregen. Infolgedessen besteht ein großer Teil des primären Strahlengemisches aus der charakteristischen Sekundärstrahlung des Antikathodenmetalles. Diese besitzt für das Metall ein selektiv hohes Durchdringungsvermögen, und daher erklärt sich der relativ hohe Prozentsatz, den die Schirme aus dem Antikathodenmetall in Kayes Versuchen hindurchlassen.

Auch die Abweichungen in den einzelnen Reihen, die verschiedene Beobachter gefunden haben, wenn sie $\frac{\mu}{\varrho}$ für verschiedene Elemente als Funktion des Atomgewichtes darstellten, wie z. B. Benoist und Holtsmark, lassen sich qualitativ durch die bisherigen Messungen über die selektive Absorption der Röntgenstrahlen erklären. Es ist sogar eine quantitative Prüfung möglich, wenn man derartige Reihen nicht, wie die älteren Beobachter, mit inhomogenen Primärstrahlgemischen aufnimmt, sondern homogene Bündel benutzt, wie man sie als charakteristische Sekundärstrahlung der Elemente erhalten kann. Die Fig. 53 bis 55 geben drei Diagramme Barklas, die $\frac{\mu}{\varrho}$ für die verschiedenen Elemente als Funktion des Atomgewichtes darstellen, wenn man homogene Strahlen verschiedener Impulsbreiten absorbieren läßt. In Fig. 53

Fig. 58.

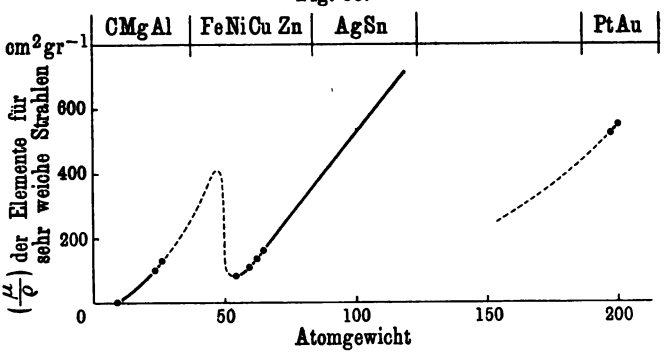


Fig. 54.

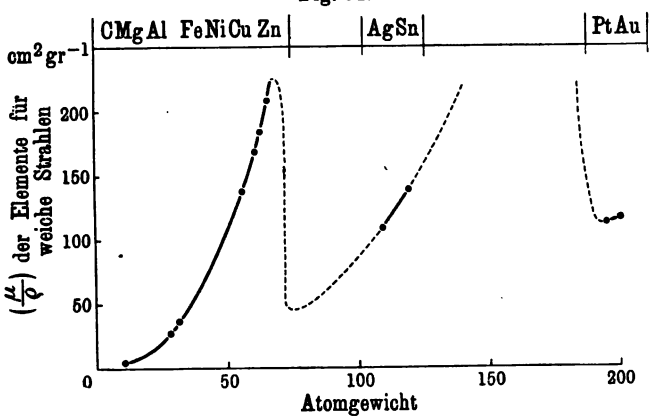
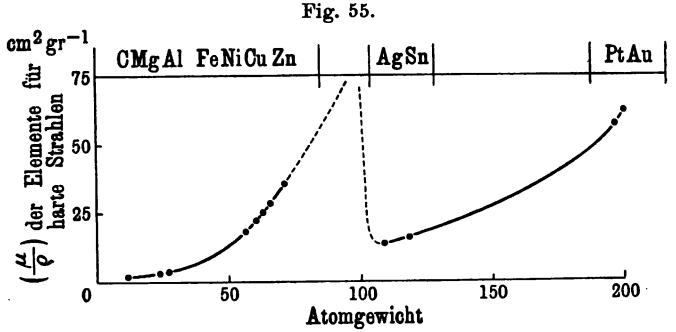


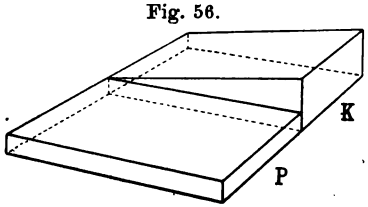
Fig. 55.



wurden sehr weiche Primärstrahlen benutzt, denen eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit von etwa $50 . 10^8 \frac{cm}{sec}$ entspricht. Fig. 54 gehört zu mittelharten und Fig. 55 zu harten mit $v =$ etwa $100 . 10^8 \frac{cm}{sec}$. In Fig. 53 ist der Absorptionskoeffizient der Gruppen Mg und Al wie Fe, Ni, Cu, Zn von angenähert der gleichen Größe. In Fig. 54 absorbieren Fe, Ni, Cu und Zn um ein Vielfaches mehr als Mg und Al. Die Fig. 50 zeigt, daß bei $v = 75 . 10^8 \frac{cm}{sec}$ Fe, Ni, Cu eine selektive Bande starker Absorption besitzen. Ag und Sn hingegen haben an der Erhöhung des Absorptionsvermögens, relativ zu Mg und Al, nicht teilgenommen, denn bei $v = 75 . 10^8 \frac{cm}{sec}$ ist für sie kein selektives Gebiet erreicht. Aus dem gleichen Grunde bleiben sie auch in der Fig. 55 in der gleichen Lage, während hier Pt und Au stark in die Höhe gerückt sind. Diese beginnen bei $v = 100 . 10^8 \frac{cm}{sec}$ wenigstens ihre zweite charakteristische Bande zu emittieren, wie man zwar nicht mehr der Fig. 50, wohl aber der Tabelle 31 entnehmen kann.

Die selektive Absorption der Elemente bildet die Grundlage der in der Technik üblichen Härtemesser für Röntgenstrahlen, die von Benoist[1]) eingeführt und von Walter und Wehnelt modifiziert sind. Man lege z. B. ein keilförmig geschnittenes Al-Blech K (Fig. 56) neben ein Stück Nickelblech von gleichmäßiger Dicke P auf einen Fluoreszenzschirm oder eine photographische Platte und bestrahle die Metalle mit einer Röntgenstrahlung, die durch Kathodenstrahlgeschwindigkeiten von $6 . 10^9 \frac{cm}{sec}$ oder durch etwa 10^4 Volt erzeugt wird. Dann wird die Intensität der durchgelassenen Strahlen dort hinter Ni und Al[2])

Fig. 56.



[1]) L. Benoist, Compt. rend. **134**, 225—227 (1902). — [2]) Vgl. Fig. 50.

die gleiche sein, wo die Strahlen die gleichen Massen haben durchdringen müssen, also wo die Dicke des Al-Keiles im Verhältnis der Dichten, also über dreimal, größer ist als die des Ni. Dann nehme man eine höhere Betriebsspannung, etwa 16000 Volt oder etwa $v = 7{,}5 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, und nun wird die gleiche Intensität der durchgelassenen Strahlen hinter einer schon viel größeren Dicke des Al-Keiles liegen, da Ni in diesem Bereich einen 7,4 mal größeren Wert für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ besitzt als Al. Mit weiterer Erhöhung der Betriebsspannung steigt der Wert $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{\text{Ni}} : \left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{\text{Al}}$ von 7,5 auf 9,2, und infolgedessen ist es möglich, die einer gegebenen Nickelschicht äquivalente Dicke Al als ein technisches Maß der Impulsbreite oder der Härte zu definieren. Man benutzt in praxi entweder einen Al-Keil (Wehnelt) oder eine etwa sechsstufige Treppe, deren Dicke in geometrischer Progression fortschreitet (Walter). Als zweites Metall dient nicht Nickel, sondern Silber. Nickel wäre ungeeignet, da die Glaswand eines technischen Röntgenrohres erst bei etwa 30000 Volt merklich Strahlen hindurchläßt, während das selektive Gebiet des Silbers nach der Gleichung (43) bei etwa 50000 Volt[1]) zu suchen ist. Mit einer derartigen, nach dem Benoistschen Prinzip konstruierten Härteskala lassen sich verschiedene Versuche über die Absorption der Röntgenstrahlen einfach und anschaulich demonstrieren; z. B. die von Röntgen entdeckte Tatsache, daß jedes Rohr ein inhomogenes Gemisch emittiert, dessen Härte zunimmt, wenn man Metallbleche in den Strahlengang einschaltet, durch die die Strahlen geringer Impulsbreite ausgesondert werden. Nur muß man, wie aus Versuchen von Walter[2]) und Seitz[3]) hervorgeht, zur Absorption der Strahlen ein Metall verwenden, dessen Absorptionskoeffizient in dem benutzten Spannungsbereich des Rohres mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit nach Fig. 50 kontinuierlich ansteigt, und nicht etwa Ag, das gerade für Strahlen mittlerer Impulsbreite, die noch eben größer ist als die der charakteristischen Strahlung des Ag, eine selektiv hohe Durch-

---

[1]) Beide Zahlen unter der Annahme einer Al-Antikathode. — [2]) B. Walter, Ann. d. Phys. **17**, 561 (1905). — [3]) W. Seitz, ebenda **27**, 301 (1908).

lässigkeit besitzt, wie man sie z. B. am Zn in der Fig. 50 bei $v = 60 - 70 . 10^8 \frac{cm}{sec}$ beobachtet. Dann ist es möglich, daß aus dem primären Strahlengemisch relativ mehr Strahlen kleiner als großer Impulsbreite ausgesondert werden, und daher die vom Ag durchgelassene Strahlung in ihrer prozentischen Zusammensetzung einen höheren Bruchteil wenig durchdringender Strahlung enthält, als das primäre Strahlengemisch, so daß also die Benoistsche Härteskala ein Weicherwerden des Gemisches nach dem Durchgang durch Ag angibt. Es sei jedoch bemerkt, daß das Absorptionsminimum für den Fall des Ag noch nicht experimentell gemessen, sondern nur aus dem Werte für den Absorptionskoeffizienten seiner Fluoreszenzstrahlung in Analogie zu Fe, Ni, Zn Tabelle 31 und Fig. 51) erschlossen ist.

Hingegen haben Sadler und Steven[1]) gezeigt, daß man durch Filtration mit Fe tatsächlich aus einem inhomogenen Primärgemisch die durchdringenden Strahlen selektiv absorbieren kann, so daß das durchgelassene Bündel im Mittel eine geringere Durchdringungsfähigkeit besitzt, als das ursprüngliche Primärgemisch. Dieses wurde in einem Rohr mit Al-Antikathode hergestellt. Das Rohr bekam ein Al-Fenster, da der selektive Anstieg der Absorption im Eisen bei einer Spannung von etwa 10^4 Volt liegt, und wurde mit verschieden hohen Spannungen betrieben. Absorbierten 30 μ Al 48,4 Proz. vom Primärgemisch, so absorbierten sie nach der Einschaltung einer 12 μ dicken Fe-Platte 55,7 Proz. In einer anderen Reihe betrug die Absorption ohne Fe 21,4 Proz., nach Einschaltung des Eisens aber 39,6 Proz.; die Absorption des durchgelassenen Gemisches war fast aufs Doppelte gestiegen. Das durch Eisen durchgelassene Bündel war also weicher geworden, d. h. das Fe hatte selektiv die durchdringenderen Komponenten ausgesondert.

Diese Beobachtungen von Sadler und Steven an Fe bestätigten daher die Resultate, die Walter und Seitz mit Ag-Filtern erhalten haben.

Zum Schluß sei noch kurz auf einen experimentellen Punkt hingewiesen, der bei vielen Untersuchungen mit Röntgenstrahlen nicht hinreichend beachtet ist. Die Absorption der Glaswand der

---

[1]) C. A. Sadler und A. J. Steven, Phil. Mag. **21**, 559 (1911).

technischen Röntgenrohre ist sehr erheblich[1]), selbst von der Strahlung, die überhaupt die Glaswand zu durchdringen vermag, gehen in den meisten, selbst harten Röhren 50 und mehr Proz. der Strahlung verloren, und überdies werden durch ungleichmäßige Dicke der Glaswand häufig Dissymmetrien in der Intensität und in der Härte in verschiedenen Emissionswinkeln vorgetäuscht. Man kann die Absorptionsverluste in der Glaswand sehr erheblich reduzieren, wenn man ein Glas benutzt, das nach den Angaben von F. A. und Ch. L. Lindemann[2]) nur Komponenten mit geringem Atomgewicht als Metall, vor allem Li ($A = 7$) enthält, und Röntgenrohre mit eingeschmolzenen Fenstern aus diesem — leider etwas hygroskopischem — Glase dürften auch für verschiedene physikalische Untersuchungen gute Dienste leisten.

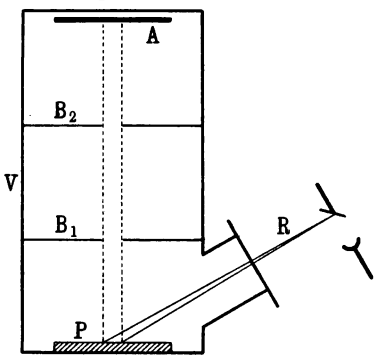
Siebentes Kapitel.

Sagnac hat gefunden, daß die Röntgenstrahlen neben den Sekundärstrahlen, die wir heute als „durch Streuung entstandene" und „charakteristische" bezeichnen, eine weitere Strahlung erzeugen, die sich durch eine außerordentlich starke Absorption von den primären Strahlen unterscheidet und in Luft nur einen Weg von einigen Millimetern zurückzulegen vermag. Die sehr umfangreichen Untersuchungen[3]) über diese absorbierbare Sekundärstrahlung wurden mit einem Schlage aufgeklärt, als E. Dorn[4]) im Jahre 1900 experimentell bewies, daß die Absorption der Röntgenstrahlen ebenso wie die Absorption kurzwelligen Lichtes mit einer Emission von Kathodenstrahlen oder Elektronen verbunden ist. Die Analogie zwischen Röntgenstrahlen und Licht tritt wohl auf keinem Gebiete in gleicher Weise zutage, wie in den Gesetzmäßigkeiten, die man bisher über diese Elektronenemission aufgefunden hat.

[1]) Röntgen, III. Mitteilung; B. Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **11**, 340 (1907); E. Baßler, Ann. d. Phys. **28**, 808 (1909). — [2]) F. A. und Ch. L. Lindemann, Zeitschr. f. Röntgenkunde, Heft 4 (1911). — [3]) Ein historisches Referat bei G. Sagnac, Physik. Zeitschr. **7**, 41—56 (1904). — [4]) E. Dorn, Arb. d. Naturf. Ges. Halle, 20. Januar 1900.

Die Versuchsanordnung Dorns ist in der Fig. 57 schematisch skizziert. Im Inneren eines Vakuumgefäßes V befindet sich eine Metallplatte P. Auf diese fallen die Röntgenstrahlen R. An der Auftreffstelle entstehen Kathodenstrahlen, und aus diesen wird durch Blenden $B_1 B_2$ ein schmales Bündel ausgeblendet, das bei A eine photographische Platte schwärzt. An Stelle der Platte wird zum Nachweis der Strahlen häufig ein Faradaykäfig benutzt.

Fig. 57.



Das Strahlenbündel zeigt alle Eigenschaften der Kathodenstrahlen, es ist elektrisch und magnetisch ablenkbar, und man kann an ihm das Verhältnis von Ladung (e) zur Masse (m) bestimmen. Bestelmeyer [1]) hat in einer Präzisionsmessung für $\left(\frac{e}{m_0}\right)$ $1{,}72 \cdot 10^7$ erhalten, d. h. etwas niedriger als der Wert $1{,}76 \cdot 10^7$, der heute als der wahrscheinlichste gilt [2]).

Die Elektronen verlassen die Oberfläche des Körpers, in dem sie erzeugt werden, mit großen Geschwindigkeiten. Diese sind auf drei verschiedene Methoden gemessen:

1. Aus dem Krümmungsradius r im magnetischen Felde H:

$$v = Hr \cdot \frac{e}{m} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (47)$$

2. Aus der elektrischen Spannungsdifferenz V zwischen dem emittierenden Metall und einer zweiten Elektrode, z. B. einem Faradaykäfig, bei der die Elektronen diese zweite Elektrode gerade nicht mehr erreichen können, weil sie auf parabolischen Bahnen zum emittierenden Körper zurückgebogen werden. Bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit, so gilt nach der Relativtheorie:

$$eV = m_0 c^2 \{(1-\beta^2)^{-1/2} - 1\}; \quad \beta = \frac{v}{c} \quad \cdots \quad (48)$$

---

[1]) A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. **22**, 429 (1907). — [2]) Vgl. A. Alberti, Dissertation Berlin; Ann. d. Phys. 1912.

oder für den Fall, daß β klein gegen 1 ist:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m_0} V},$$

d. h.:

$$v = 5{,}7 \sqrt{V} . 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48\,a)$$

wenn V in Volt gemessen wird.

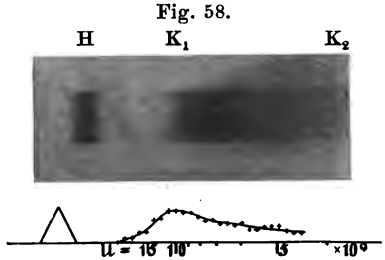
3. Endlich kann man die Geschwindigkeit der Elektronen aus der Größe ihres Absorptionskoeffizienten pro Masseneinheit $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ nach einer der empirisch aufgestellten Gleichungen berechnen, z. B. der von Becker[1]) angegebenen:

$$\frac{\mu}{\varrho} = a \left(\frac{1}{\beta}\right)^{6\sqrt{3\beta}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

die gilt, solange $\frac{v}{c} \gtrsim \frac{1}{3}$ ist und in der der Wert der Konstante a etwa 3 beträgt.

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist unabhängig von der Intensität der erzeugenden Röntgenstrahlen. Dies auffallende Resultat ist von sämtlichen Beobachtern übereinstimmend festgestellt, und genau das gleiche ist seit langem für die Auslösung der Elektronen durch Licht bekannt[2]). Dient als Strahlenquelle ein gewöhnliches technisches Röntgenrohr, so erhalten wir auch ein Gemisch von Elektronen verschiedener Geschwindigkeit. Dorn, Bestelmeyer und Innes[3]) haben „magnetische Spektra" dieser Geschwindigkeitsverteilung aufgenommen. Sie brachten den Apparat der Fig. 57 in ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zur Richtung der Kathodenstrahlen und parallel zur Längsrichtung der rechteckigen Spaltblenden $B_1 B_2$ verliefen, und erhielten auf der photographischen

Fig. 58.



[1]) A. Becker, Heidelb. Akad. 1910, Nr. 19. — [2]) Vgl. jedoch R. A. Millikan, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 712 (1912). — [3]) P. D. Innes, Proc. Roy. Soc. **79**, 442 (1907).

Platte A Bilder, wie eins in der Fig. 58 als Positiv reproduziert ist. Es stammt aus Bestelmeyers Arbeit. Das Bild H entspricht als Halbschatten dem Strahlengang der magnetisch unablenkbaren Sekundärstrahlen, die, seien sie durch Streuung entstandene oder charakteristische, von der Platinplatte P emittiert werden. $K_1 K_2$ stellt das magnetische Spektrum der Kathodenstrahlen dar.

Die am wenigsten abgelenkten Elektronen bei K_1 besitzen nach Gleichung (47) eine Geschwindigkeit von $15 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, die langsamsten bei K_2 eine solche von etwa $5 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, und die Verteilung der Zahl der Elektronen auf die dazwischen liegenden Geschwindigkeiten ist aus der beigefügten Kurve zu entnehmen, die die photometrisch bestimmte Intensitätsverteilung zwischen K_1 und K_2 wiedergibt. Dorn, Innes, v. Lieben[1]) haben ähnliche Grenzen für die Geschwindigkeit erhalten, nämlich 4,9 bis $7{,}8 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, 6 bis $8 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$[2]) und 3 bis $10 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, und stets war ein ausgesprochener unterer Grenzwert vorhanden. Laub[3]) dagegen hat noch erheblich langsamere Geschwindigkeiten bis herab zu 0 beobachtet, die sich vielleicht dem photographischen Nachweis wegen zu geringer Energie entziehen. Laub bediente sich der Methode der gegengeschalteten elektrischen Felder, mit der man v nach Gleichung (48) berechnen kann. Die emittierende

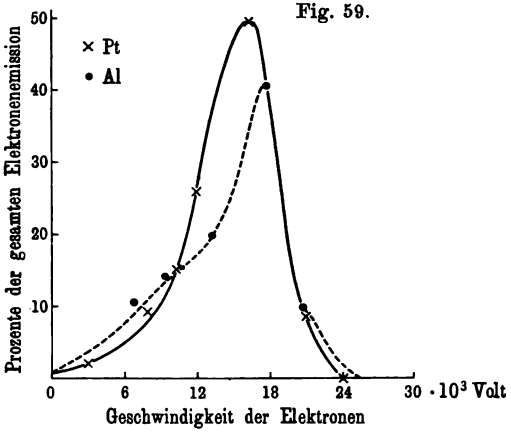
---

[1]) R. v. Lieben, Physik. Zeitschr. **4**, 469 (1903). — [2]) Die Größe dieser Geschwindigkeit ermöglicht es, die Elektronenemission nach Thomson in einfacher Weise zu demonstrieren. Ein gewöhnliches Goldplattelektroskop im Vakuum zeigt eine starke positive Selbstaufladung, sobald es von Röntgenstrahlen getroffen wird [Proc. Cambr. Soc. **12**, 312 (1903)]. Auch in freier Luft kann man leicht eine Selbstaufladung des Metalles beobachten, deren Betrag sich im einzelnen Falle durch die gleichzeitige Ionisation der Luft erklären läßt; z. B. A. Righi, N. Cim. **6**, 31 (1903); K. Hahn, Ann. d. Phys. **18**, 141 (1905); C. Bedreag und Hurmucescu, Ann. sc. d. l'Univ. d. Jassy **7**, 53 (1911). Die Größe der Elektronengeschwindigkeit erklärt auch, warum bei den Röntgenstrahlen keine merkliche Abhängigkeit von Oberflächeneinflüssen, analog den Erscheinungen der lichtelektrischen Ermüdung gefunden ist [vgl. L. T. More, Phil. Mag. **13**, 708—721 (1907) und L. T. More und R. E. Gowdy, Phys. Rev. **28**, 148 (1909)]. — [3]) J. Laub, Ann. d. Phys. **26**, 712 (1908).

Metallplatte befand sich zusammen mit einem Faradaykäfig im Inneren einer hoch evakuierten Glaskugel von 5 cm Radius. Das Röntgenrohr wurde mit 35 000 Volt von einem Induktor betrieben. Die verzögernden Spannungen lieferte eine Influenzmaschine.

Die Fig. 59 gibt die Resultate zweier Versuche an Pt und Al. Als Abszisse ist statt der Geschwindigkeit in $\frac{cm}{sec}$, wie üblich und bequem, die entsprechende Spannung in Volt eingetragen, die die Elektronen auf die gleiche Geschwindigkeit beschleunigt, und man sieht, daß Laub Geschwindigkeiten bis herab zu den kleinsten Werten beobachtet hat.

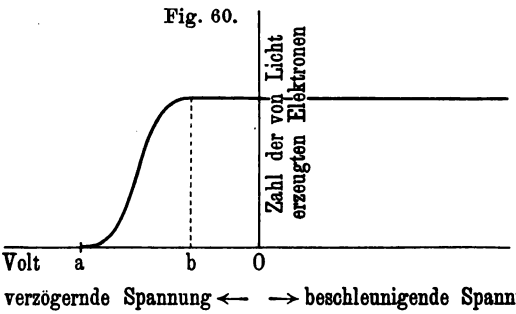
Fig. 59.



Da ein technisches Röntgenrohr ein Gemisch von Strahlen verschiedener Impulsbreiten emittiert, so liegt die Frage nahe, ob der Mangel der Einheitlichkeit der Elektronengeschwindigkeit durch die Verschiedenheit der Impulsbreiten oder durch den Mechanismus des Emissionsvorganges selbst verursacht ist. Man weiß leider noch nicht, wie die analogen Verhältnisse beim lichtelektrischen Effekte liegen, es ist noch unbekannt, ob einer streng monochromatischen Strahlung eine einheitliche Geschwindigkeit oder auch ein gewisser Geschwindigkeitsbereich entspricht. Trägt man die Zahl der Elektronen, die unter der Einwirkung kurzwelligen Lichtes ein Metall verlassen, als Funktion einer verzögernden gegengeschalteten Spannung auf, so erhält man im allgemeinen,

wenn man nach v. Baeyer[1]) Reflexions- und Sekundärstrahlung der Elektronen ausschaltet, eine Kurve von der Form der Fig. 60, d. h. ein Gemisch von Elektronen, deren Geschwindigkeitsgrenzen zwischen a und b Volt liegen. a und b sind von der Größenordnung 1 bis 10, für $a - b$ sind etwa 2 Volt gefunden, wenn man einen Bereich des erregenden Lichtes von 200 bis 260 $\mu\mu$ anwendet. Auch für etwa 25 $\mu\mu$ hat Ladenburg[2]) $a - b = 2$ Volt erhalten, aber selbst bei dem monochromatischen Licht einer Hg-Linie ist es noch nicht gelungen, für $a - b$ kleinere Werte als etwa 1 Volt zu beobachten[3]). Es ist noch unaufgeklärt, ob die Inhomogenität der Geschwindigkeit im homogenen Lichte primär vorhanden ist oder mit der endlichen Eindringungstiefe

Fig. 60.



des Lichtes und einer damit verbundenen Absorption der Elektronen im Metall im Zusammenhang steht. Auch ist es noch nicht sicher ausgeschlossen, daß die Inhomogenität nur durch die Versuchsanordnung vorgetäuscht wird, weil nicht alle Elektronen das Metall in Richtung der verzögernden Kraftlinien verlassen.

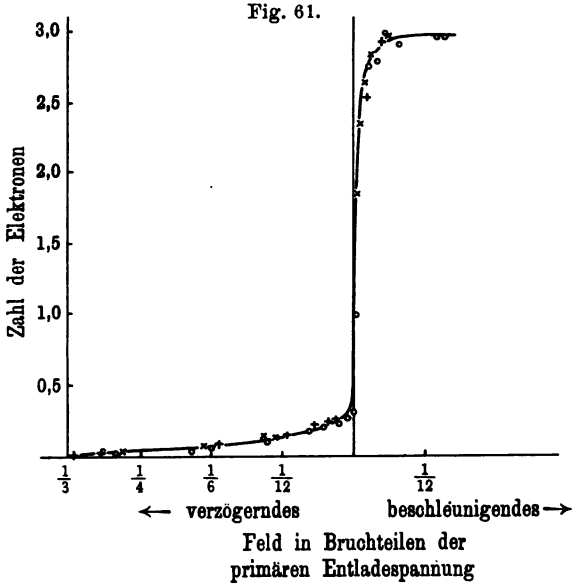
Im Falle der Röntgenstrahlen spricht viel dafür, daß die Inhomogenität der austretenden Elektronen, die man bei Verwendung eines technischen Rohres beobachtet, nicht durch die Inhomogenität des primären Röntgenstrahlbündels verursacht worden ist. Laub konnte keine Änderung in den Kurven der Geschwindigkeitsverteilung (Fig. 59) beobachten, wenn er die Strahlen eines mit

---

[1]) O. v. Baeyer, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **10**, 953 (1910); Derselbe und A. Gehrts, ebenda **12**, 870 (1910). — [2]) E. Ladenburg, ebenda **10**, 562 (1908). — [3]) R. Pohl und P. Pringsheim, noch nicht publiziert; vgl. auch S. 107, Anm. 2.

65 000 Volt betriebenen Rohres durch einen Bleischirm von den weniger durchdringenden Strahlen befreite. Auch Seitz[1]), der zur Erzeugung möglichst homogener Röntgenstrahlen Gleichstrom benutzte, fand durchaus keine Homogenität der Elektronengeschwindigkeit. Seitz bediente sich wie Laub der Methode der verzögernden Felder, und vermied durch ein besonderes Hilfsfeld von 80 Volt eine Reflexion aus dem Inneren des Faradaykäfigs.

Fig. 61.

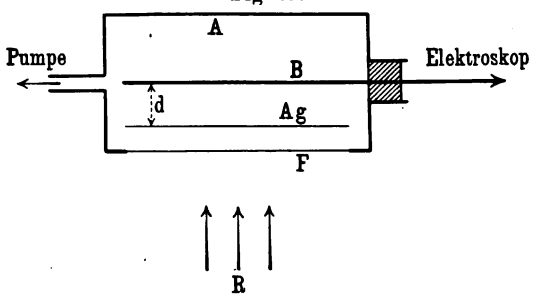


Die außerordentlich weichen Röntgenstrahlen treten in die Beobachtungskammer durch ein 10 μ dickes Al-Fenster ein, das mit einer dünnen Haut Schellack überzogen war, damit es seinerseits keine störenden Elektronen emittiert. Die erhaltenen Kurven, Fig. 61 und 64, gleichen durchaus denen, die man beim lichtelektrischen Effekt beobachtet, nur daß im Gegensatz zur Fig. 60 die gesamte Zahl der Elektronen den Auffängerkäfig nicht ohne Anwendung beschleunigender Spannungen erreichen kann, eine Erscheinung, die auch im Falle des Lichtes häufig beobachtet wird.

[1]) W. Seitz, Physik. Zeitschr. **19**, 705 (1910).

Sie kommt bei einer Parallelverschiebung der ganzen Kurve relativ zur Abszisse zum Ausdruck und ist veranlaßt durch elektrisch geladene, polarisationsähnliche Oberflächenschichten [1]), die sich auf den Metallteilen des Apparates ausbilden, und die Felder erzeugen, die die Elektronen verzögern. Die Abszisse gibt die verzögernden und beschleunigenden Spannungen in Bruchteilen der Spannung des Röntgenrohres, die bei den drei verschiedenen Versuchen 6000, 4500 und 2500 Volt betrug. Von einer Homogenität der das Metall verlassenden Kathodenstrahlen kann also auch bei Seitz' Versuchen keine Rede sein, sie ist aber auch wohl nicht zu erwarten, da die aus größerer Tiefe kommenden Elektronen durch Absorption an Geschwindigkeit verlieren [2]) und selbst eine intensive sekundäre Elektronenstrahlung erzeugen.

Fig. 62.



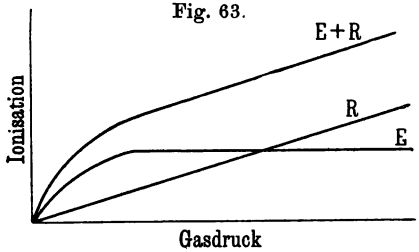
Die Geschwindigkeit der Elektronen hängt von der Impulsbreite der Röntgenstrahlen ab. Im Falle der durch kurzwelliges Licht erzeugten Elektronen scheint die Geschwindigkeit im normalen Photoeffekt mit der Wurzel aus der Frequenz des Lichtes anzusteigen [3]), doch erstrecken sich die Versuche bisher nur über ein Intervall von noch nicht 100 $\mu\mu$. Hier fehlt wieder sehr das absolute Maß der Impulsbreite und man muß sich wieder mit den üblichen vorläufigen Maßen begnügen, der Absorbierbarkeit der Strahlen in Aluminium oder der Geschwindigkeit der primären Elektronen, die gegen eine Antikathode aus bestimmtem Metall anprallen.

---

[1]) O. v. Baeyer und A. Tool, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 569 (1911). — [2]) G. E. Leithäuser, Ann. d. Phys. **15**, 283 (1904). — [3]) E. Ladenburg, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **5**, 504 (1907).

Beatty [1]) hat an Silber Elektronen durch streng homogene Röntgenstrahlen erzeugt, indem er die charakteristische Sekundärstrahlung der Elemente Fe, Cu, Zn, As und Sn benutzte, und hat die Absorptionskoeffizienten der entstehenden Elektronen in Luft gemessen. Aus dem Absorptionskoeffizienten μ kann man v eventuell nach einer empirischen Interpolationsformel nach Art der Gleichung (49) berechnen. Die Versuchsanordnung (Fig. 62) bestand aus einer Metallkapsel A, in die isoliert die Elektrode B hineinragt. Die Kapsel trägt an der Unterseite ein Fenster F aus Pergamentpapier und über diesem befindet sich die Silberfolie, die unter der Wirkung der Röntgenstrahlen R die Elektronen emittiert. Beatty mißt die Ionisation in der Kammer bei verschiedenem Gasdruck und erhält die Kurve $E + R$. Diese Kurve besteht aus zwei Komponenten, einer Ionisation durch die Röntgenstrahlen R, die dem Druck linear proportional ist und einer Sättigungskurve E, die der Ionisation durch die Elektronen entspricht, und die ihren horizontalen Ast bei dem Gasdruck erreicht, bei dem alle Elektronen auf dem Wege zwischen Ag und B stecken bleiben. Beide Kurven sind ohne weiteres graphisch zu trennen, da R durch den Nullpunkt geht und dem linearen Stück der experimentellen Kurve parallel läuft. Bei der Gasdichte ϱ, bei der die Kurve E die halbe Höhe der maximalen Ordinate erreicht, ist

Fig. 63.



$$e^{-\mu' d} = \frac{1}{2}$$

oder

$$\mu' = 0{,}7 \cdot \frac{1}{d} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (50)$$

wenn d die Dicke Ag — B der Ionisationskammer bedeutet. Beattys Resultate sind in der Tabelle 40 zusammengestellt. Die zweite vertikale Reihe ist der Tabelle 28 entnommen.

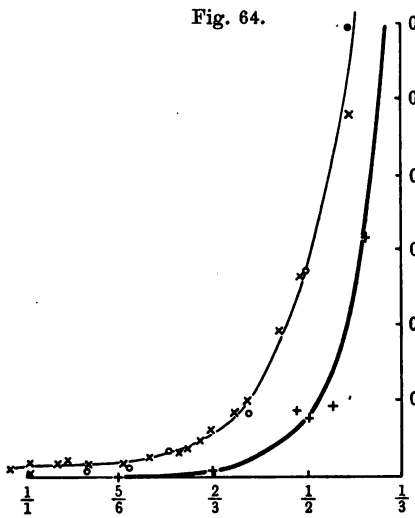
[1]) R. T. Beatty, Proc. Cambr. Soc. **15**, 416—422 (1911).

Tabelle 40.

Impulsbreite der Röntgenstrahlen, definiert durch		Absorptionskoeffizient pro Masseneinheit der sekundären Elektronen $\left(\frac{\mu'}{\varrho}\right)$ cm². g⁻¹	$\frac{\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}}{\frac{\mu'}{\varrho}}$
$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ cm². g⁻¹	die Geschwindigkeit der primären Elektronen [1]) cm/sec		
88,5	$5{,}83 \cdot 10^9$	$6{,}8 \cdot 10^4$	$1{,}3 \cdot 10^3$
47,7	6,26	4,04	1,18
39,4	6,32	3,3	1,19
22,5	etwa 8	2,13	1,06
1,57	„ 12	0,31	0,51

Die Zahlen zeigen, daß die Geschwindigkeit der von Röntgenstrahlen erzeugten Elektronen mit abnehmender Impulsbreite kontinuierlich wächst [2]), doch gestatten die Absorptionskoeffizienten nur einen Schluß auf die Mittelwerte der Elektronengeschwindigkeit, da wir oben sahen, daß die aus dem Metall austretenden Kathodenstrahlen sehr inhomogen sind. Es ist daher wichtig, auch die Maximalgeschwindigkeit der Strahlen in ihrer Abhängigkeit von der Härte oder Impulsbreite der erregenden Strahlen zu untersuchen. Dies haben unter anderen Laub und Seitz getan. Laub findet, daß auch die Maximalgeschwindigkeit v_{max} mit wachsender

Fig. 64.



[1]) Antikathode aus Aluminium angenommen, vgl. S. 74. — [2]) Vgl. auch C. D. Cooksey, Sill. Journ. **24**, 285 (1904).

Betriebsspannung V des Röntgenrohres ansteigt. Er benutzte Platin als Material der Antikathode und des Elektronen emittierenden Bleches und findet für

V	35 000 Volt	v_{max}	24 000 Volt
V	65 000 „	v_{max}	27 000 „

Die maximalen Elektronengeschwindigkeiten sind wesentlich niedriger als die der Kathodenstrahlen, durch die die Röntgenstrahlen an der Platinantikathode erzeugt werden.

Seitz hingegen beobachtete bei erheblich geringeren Spannungen, daß stets ein wenn auch kleiner Teil der von den Strahlen ausgelösten Elektronen die gleiche Geschwindigkeit wie die primären Kathodenstrahlen besitzt, und zum Beweis hat Seitz in der Fig. 64 das fehlende Stück der Kurve 61, das den höheren verzögernden Spannungen entspricht, in stark vergrößertem Maße eingetragen.

Die Differenz zwischen den Versuchen von Laub und Seitz ist noch nicht aufgeklärt, aber das Anwachsen der maximalen Geschwindigkeit der Elektronen mit wachsender Härte der Röntgenstrahlen ist von verschiedenen Seiten nachgeprüft und sichergestellt.

Die Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit von dem Material, aus dem die Elektronen ausgelöst werden, ist mehrfach untersucht. Innes, der v durch den Krümmungsradius im Magnetfeld bestimmt hat, gibt die Zahlen der Tabelle 41 und schließt aus ihnen, daß die Maximalgeschwindigkeit der austretenden Elektronen mit dem Atomgewicht wächst.

Tabelle 41.

Metall	Weiche Strahlen		Harte Strahlen		Atomgewicht
	Parallelfunkenstrecke cm	v_{max} cm	Parallelfunkenstrecke cm	v_{max} cm/sec	
Zn	3,9	$6{,}4 \cdot 10^9$	—	—	65,4
Ag	3,9	7,2	19	$8{,}0 \cdot 10^9$	108
Pt	3,2	7,4	14	8,0	195
Au	3,4	7,5	15	8,1	197
Pb	5,1	7,8	16	8,3	207

Laub hingegen findet das entgegengesetzte Resultat. Aluminium und Ruß geben bei weichen wie bei harten Röntgenstrahlen eine Maximalgeschwindigkeit, die um etwa 8 Proz. größer ist als die an Platin beobachtete, wie auch aus der Fig. 59 zu sehen ist. Der Grund dieser Abweichungen ist noch nicht aufgeklärt, und man kann einstweilen nur sagen, daß keine erhebliche Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit von dem Atomgewicht erwiesen ist, wenn man zur Erzeugung der Elektronen Strahlen großer Durchdringungsfähigkeit benutzt. Wie die analogen Verhältnisse der lichtelektrischen Elektronenemission liegen, ist unbekannt, da es noch nicht gelungen ist, sichere absolute Werte für die Anfangsgeschwindigkeiten zu erhalten [1]).

Die Zahl der Elektronen ist nach Holtsmark [2]) der Intensität der Röntgenstrahlen proportional, wenn man diese z. B. durch eine Änderung des Rohrabstandes r variiert. Holtsmark gibt folgende Zahlen:

Zahl der Elektronen . . .	1 : 1,88 : 4,36 : 6,72
$\frac{1}{r^2}$	1 : 1,96 : 4,84 : 6,77

Auch ist die Zahl der Elektronen proportional der bolometrisch gemessenen Energie der Röntgenstrahlen, wie folgende Tabelle [3]) Angerers zeigt, und daher ist die Intensität des Elektronenstromes häufig zur relativen Messung der Röntgenenergie benutzt.

Tabelle 42.

$W = \frac{\text{mg-cal}}{\text{sec}}$ auf dem Bolometer	Z = Zahl der Elektronen in willkürlichen Einheiten	$\frac{W}{Z}$
0,0251	90	2,80
0,0708	208	3,40
0,0970	303	3,20
0,1253	375	3,35
0,1755	490	3,58
0,2085	590	3,54

[1]) O. v. Baeyer und A. Tool, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 569 (1911); R. A. Millikan, ebenda **14**, 712 (1912). — [2]) G. Holtsmark, Ann. d. Phys. **10**, 522 (1903). — [3]) E. Angerer, ebenda **21**, 87 (1906).

Der Aggregatzustand ist auf die Zahl der erzeugten Elektronen ohne Einfluß. Dies hat Beatty[1]) durch Vergleich von dampfförmigem SeH_3 und festem Se nachgewiesen. Er findet in einem flachen Kondensator, dessen Wände aus Se bestehen und der mit SeH_3-Dampf gefüllt ist, bei einer Bestrahlung durch die Kondensatorflächen eine streng lineare Abhängigkeit der gesamten Ionisation vom Druck, wobei die Gerade durch den Nullpunkt hindurchgeht, d. h. daß bei tiefen Drucken die Wände gerade so viel Elektronen in das Gas hineinsenden, wie das Gas zu wenig von seinen eigenen Elektronen absorbiert. Denn die Zahl der Elektronen, die im Dampf und im festen Selen proportional der absorbierten Röntgenenergie erzeugt wird, verhält sich umgekehrt wie die Dichten, die Zahl hingegen, die austritt

$$const \int_0^\infty e^{-x\mu} dx = \frac{const}{\mu},$$

umgekehrt den Absorptionskoeffizienten μ oder nach Lenard direkt wie die Dichten.

Sehr interessant, aber wenig geklärt ist die Frage, in welcher Weise die Zahl der erzeugten Elektronen von der Impulsbreite der auffallenden Röntgenstrahlen und vom Material abhängt. Für die durch Licht erzeugten Elektronen hat man hier zwei getrennte Effekte zu unterscheiden. Im allgemeinen steigt die Zahl der von der Einheit der absorbierten Lichtenergie erzeugten Elektronen kontinuierlich mit zunehmender Frequenz und die erzeugte Menge ist bei gleicher Absorption des erregenden Lichtes unabhängig von der Orientierung des elektrischen Vektors[2]). Neben diesem normalen Photoeffekt, auf den sich, beiläufig bemerkt, auch alle bisherigen Messungen über die Geschwindigkeit der Elektronen beziehen, gibt es noch ein ganz selektives Resonanzphänomen, bei dem die Elektronen nur in einem beschränkten Wellenlängenintervall emittiert werden, und zwar nur dann, wenn der elektrische Vektor eine senkrecht zur Metalloberfläche gerichtete Komponente besitzt. Die Eigenfrequenz dieses selektiven Photoeffektes[3]) hängt mit der Größe des Atomvolumens sowie der chemischen Bindung der Atome zusammen, und das Resonanzgebiet umfaßt ein Wellen-

[1]) R. T. Beatty, Proc. Roy. Soc. **85**, 230 (1911). — [2]) R. Pohl, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 609, 715 (1909). — [3]) Derselbe und P. Pringsheim, ebenda **12**, 682 (1910).

längenintervall von etwa 200 $\mu\mu$, in dem sich der selektive Photoeffekt dem normalen überlagert.

Sehen wir jetzt, was über die Zahl der von Röntgenstrahlen erzeugten Elektronen gefunden wurde, falls man Strahlen verschiedener Impulsbreite auf verschiedene Metalle auffallen läßt. Bezeichnen wir mit ε die Energie der Elektronen, die von der Einheit der auffallenden Röntgenstrahlenergie E_R auf dem Wege 1 erzeugt wird, so ist die Energie der auf dem Wege dx erzeugten Elektronen

$$E_e = dE_R = \varepsilon E_R . dx,$$

oder die Schwächung der Primärenergie würde allein durch Energieabgabe an Elektronen nach der Gleichung

$$E_R = E_{R_0} e^{-\varepsilon x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

erfolgen, d. h. die Energie E_{R_0} ist auf E_R heruntergegangen, wenn die Röntgenstrahlen den Weg x durchlaufen haben. ε heiße der Emissionskoeffizient für Elektronen.

Wir beobachten jedoch nicht E_e, sondern die Energie E_a der austretenden Elektronen, erhalten aber E_e leicht durch die Gleichung

$$E_a = \frac{\omega S}{4\pi} \cdot \varepsilon E_R \int_0^\infty e^{-(\mu_R + \mu_e)x} dx = \frac{\omega S}{4\pi} \varepsilon E_R \frac{1}{\mu_R + \mu_e} \quad . \quad (52)$$

wenn μ_R bzw. μ_e den Absorptionskoeffizienten der Röntgenstrahlen bzw der Elektronen bezeichnet, S die Größe der bestrahlten Fläche und ω den Öffnungswinkel des beobachteten Elektronenstrahlenkegels.

Werden die Elektronen an Metallen durch Strahlen solcher Impulsbreite erzeugt, die in diesen Metallen lediglich Sekundärstrahlen durch Streuung hervorrufen, so zeigen verschiedene Elemente kein übereinstimmendes Verhalten. Dies erläutert die Tabelle 43, die aus Messungen von Sadler und Beatty zusammengestellt ist. Als Erreger dienten die homogenen Strahlenbündel, wie man sie als charakteristische Strahlen passend ausgewählter Elemente in jeder gewünschten Impulsbreite, definiert durch $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ erhalten kann. Leider ist die Energie der Kathodenstrahlen von beiden Autoren nicht im Vakuum gemessen, sondern aus der Ionisation von Luft berechnet und daher ist auch ε nicht in absolutem Maße, sondern in relativen Einheiten angegeben.

Tabelle 43.

$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ der erregenden Strahlen $cm^2 . g^{-1}$	Emissionskoeffizient für Elektronen		
	Al [1])	Fe [1])	Ag [2])
88,5	13,1	21,6	30,2
71,6	13,0	53,9	—
39,4	12,6	—	24,5
22,5	12,1	—	30,8
9,4	11,2	—	—
3,1	6,4	—	—
1,57	3,5	—	25,7

Bei Al sinkt die Zahl der Elektronen mit wachsender Härte, bei Fe steigt sie, desgleichen nach Vegard auch bei Au [3]), bei Ag bleibt sie merklich konstant, und die wenigen Messungen genügen nicht, um irgend eine Gesetzmäßigkeit erkennen zu lassen.

Ganz anders aber liegen die Dinge, wenn Röntgenstrahlen in dem Metall, auf das sie auffallen, eine charakteristische Strahlung zu erzeugen vermögen und demgemäß in ihm selektiv absorbiert werden. Dann ist auch die Elektronenemission ausgesprochen selektiv, und es ergibt sich ein enger Zusammenhang mit der Intensität der gleichzeitig erzeugten charakteristischen Sekundärstrahlung des Elementes. Diese Tatsache hat Sadler entdeckt, und zwar an Hand von Messungen, die in der Tabelle 44 wiedergegeben sind.

Die relativen Zahlen der beiden letzten Vertikalreihen der Tabelle 44 geben an, welcher Bruchteil des gesamten Absorptionskoeffizienten μ auf den Emissionskoeffizienten der Elektronen ε bzw. der charakteristischen Sekundärstrahlung $\varkappa$ entfällt. Man sieht, wie in einem gewissen Bereich der Impulsbreiten der auf die Emission von Elektronen entfallende Betrag ein Maximum erreicht, und daraus folgt, daß auch im Gebiet der

[1]) C. A. Sadler, Phil. Mag. **22**, 447 (1911). — [2]) R. T. Beatty, Proc. Cambr. Soc. **15**, 416 (1911). — [3]) L. Vegard, Proc. Roy. Soc. **83**, 379 (1910).

Röntgenstrahlen eine ausgesprochen selektive Elektronenemission existiert [1]).

Tabelle 44.

$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ als Maß der Impulsbreite der Primärstrahlen	Emissionskoeffizient für Elektronen ε [l^{-1}]		Emissionskoeffizient für charakteristische Sekundärstrahlen $\varkappa$ [cm^{-1}]		$\frac{\varepsilon_{Fe}}{\mu_{Fe}}$	$\frac{\varkappa_{Fe}}{\mu_{Fe}}$
$cm^2 . g^{-1}$	Cu	Fe	Cu	Fe	Proz.	Proz.
88,5	25,3	21,6	—	20	4,1	3,8
71,6	—	53,9	—	51,4	10	9,7
59,1	—	850	—	526	34,2	21,2
47,7	52,5	669	—	403	31,5	19
39,4	137	545	43	307	26,6	17,6
22,5	430	278	390	137	26,3	13,0
18,9	325	218	267	96	23,5	10,4
9,4	125	90	131	43,9	—	—
4,7	56	39,4	52	18,3	—	—
2,5	23	18,8	22,4	8,0	—	—
1,57	13	10,7	14,0	4,7	—	—

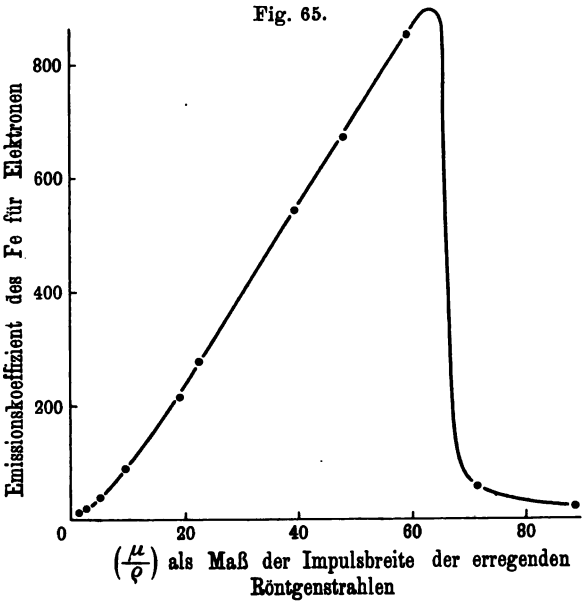
Diese selektive Elektronenemission geht einer selektiven Emission der charakteristischen Sekundärstrahlen parallel, sehr deutlich zeigt dies die graphische Darstellung der Zahlen von ε und $\varkappa$ für Fe in den Fig. 65 und 46, und beide sind auf Gebiete selektiver Absorption beschränkt, d. h. in jenen Impulsbreiten, in denen der Absorptionskoeffizient ein Maximum erreicht, wird ein großer Prozentsatz der totalen absorbierten Energie in Energie von Elektronen und charakteristischer Sekundärstrahlung umgesetzt, der sonst außerhalb der selektiven Gebiete in Wärme, durch Streuung entstandene Sekundärstrahlung und anderes verwandelt wird.

---

[1]) Infolgedessen haben ältere Messungen über das relative Emissionsvermögen verschiedener Elemente bei Bestrahlung mit einem technischen Röntgenrohr nur noch geringen Wert, z. B. K. Hahn, Ann. d. Phys. **18**, 141 (1905) oder J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **14**, 109 (1906), wo in dem sonst kontinuierlichen Anstieg in der Zahl der austretenden Elektronen mit wachsendem Atomgewicht auch Nickel aus der Reihe herausfällt, als ob sein Atomgewicht größer sei als das des Co.

Der Zusammenhang zwischen selektiver Elektronenemission und charakteristischer Strahlung bleibt auch bei sehr weichen Röntgenstrahlen bestehen. Whiddington[1]) zeigte, daß durch die Strahlen eines mit nur 3400 Volt betriebenen Röntgenrohres von Cu, Pb, Ni, Ag und Zn keine Elektronen emittiert werden, während unter gleichen Bedingungen Al und Pt eine erhebliche Menge Elektronen aussenden, da in diesen durch 3400 Volt eine Bande der charakteristischen Strahlung erregt wird (vgl. Tabelle 28 und S. 81).

Fig. 65.



Diese enge Beziehung zwischen der charakteristischen und der Elektronenstrahlung legt die Vermutung nahe, daß die Elektronenemission der primäre Vorgang sei, der bei der selektiven Absorption eintritt und durch die Kollision der Elektronen mit den Atomen die Emission der charakteristischen Strahlung hervorruft. Chapman und Piper[2]) haben jedoch festgestellt, daß

[1]) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc **85**, 99 (1911). — [2]) J. C. Chapman u. S. J. Piper, Phil. Mag. **19**, 897 (1910).

eine Legierung von zwei Teilen Ag und einem Teil Cu keine charakteristische Strahlung des Ag emittiert, wenn die auffallende Strahlung erst die homogene Strahlung des Cu, aber noch nicht die des Silbers zu erregen vermag. Die Kollision der an Cu-Atomen erzeugten Elektronen mit Ag-Atomen genügt also nicht, um das Ag-Atom zur Emission seiner charakteristischen Strahlung zu veranlassen. Das gleiche ergaben analoge Versuche Chapmans[1]) mit gesättigtem Dampf von Äthylbromid in H_2 oder CO_2; die Intensität der charakteristischen Bromstrahlung blieb die gleiche, obwohl das Äthylbromid gemäß seiner Masse im ersten Falle über 20mal mehr von den erzeugten Elektronen wieder absorbiert, als im zweiten.

Eine Abhängigkeit der Elektronenemission von der Orientierung des elektrischen Vektors zur Oberfläche ist bisher für Röntgenstrahlen nicht gefunden. Es ist fraglich, ob sie überhaupt zu erwarten ist, da im Gegensatz zu den Lichtwellenlängen die Impulsbreite der Röntgenstrahlen von der Größenordnung der Atomdurchmesser anzunehmen ist. Die Zunahme der Elektronenzahl beim Übergang von senkrechter zu streifender Inzidenz der erregenden Röntgenstrahlen ist wahrscheinlich nicht durch eine Vergrößerung der zur Oberfläche senkrecht schwingenden Komponenten des elektrischen Vektors zu erklären, sondern nur durch eine geringere Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen. Es können mehr Elektronen das Metall verlassen, wenn sie näher der Oberfläche erzeugt werden. So fand Laub[2]) an Pt, daß die Emission der Elektronen bei einem Einfallswinkel von $\varphi = 40^0$ um 20 Proz. geringer ist, als bei streifender Inzidenz. Dorn[3]) fand bei $\varphi = 0^0$ an Na die kleinste Elektronenzahl, und v. Lieben[4]) stellte fest, daß am Pb die Emission unter $\varphi = 70^0$ und $\varphi = 20^0$ erst dann einander gleich wird, wenn man das Pb mit einer groben Feile aufrauht, oder statt der kompakten Fläche Pb-Pulver von mehr als 0,03 mm Korngröße benutzt.

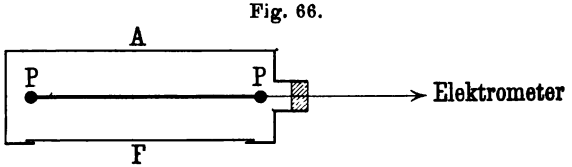
Hingegen zeigen auch die durch Röntgenstrahlen erzeugten Elektronen analog denen des lichtelektrischen Effektes eine Dissymmetrie in den Emissionsrichtungen, der größere Teil der

---

[1]) J. C. Chapman, Phil. Mag. **19**, 446 (1911). — [2]) J. Laub, Ann. d. Phys. **26**, 712 (1908). — [3]) E. Dorn, Abhandl. d. Naturf. Ges. Halle **21**, 55. — [4]) R. v. Lieben, Physik. Zeitschr. **5**, 72 (1904).

Elektronen wird in der Richtung der einfallenden Strahlen ausgesandt. Herweg[1]) schließt dies aus der Tatsache, daß die Glaswand eines Röntgenrohres mit einer dünnen scheibenförmigen Antikathode aus Holzkohle auf der den primären Kathodenstrahlen abgewandten Seite eine intensivere Schwärzung durch zerstäubte Kohle erfährt. Die Zerstäubung soll durch die Elektronen verursacht sein, die von den primären Röntgenstrahlen auf der Rückseite der Antikathode ausgelöst werden. Beatty[2]) hat die Emission direkt gemessen. A sei eine Messingkapsel mit einem Pergamentpapierfenster F (Fig. 66), durch das homogene primäre Strahlen eintreten. P ist eine ringförmige Metallelektrode. Auf diese werden Scheiben aus Papier und Metallfolie gelegt: zuerst in der Reihenfolge Papier, Metall, Papier, dann wird die Ionisation J_0

Fig. 66.



gemessen, die der primären Röntgenstrahlung und der Sekundärstrahlung des Messinggehäuses entspricht, da Papier keine Elektronen emittiert. Dann, von F aus gesehen, Papier, Papier, Metall und die gemessene Ionisation wird $J_a + J_0$, wobei J_a von den in Richtung der Primärstrahlen erzeugten Elektronen herrührt; schließlich die Reihenfolge Metall, Papier, Papier. Die gesamte Ionisation ist analog $J_e + J_0$, wenn J_e den Elektronen entspricht, die gegen die Richtung der Primärstrahlen emittiert werden. Beattys Resultate zeigt die Tabelle 45.

Der Absorptionsverlust der weichen erregenden Strahlen bei der Bestimmung von J ist berücksichtigt — die unkorrigierten Werte sind in Klammern beigefügt — und die Zahlen beweisen, daß ein um so größerer Bruchteil der gesamten Elektronen in der Richtung der einfallenden Strahlen ausgesandt wird, je größer das Durchdringungsvermögen oder je kleiner die Impulsbreite der Röntgenstrahlen ist.

---

[1]) J. Herweg, Physik. Zeitschr. **11**, 170 (1910). — [2]) R. T. Beatty, Proc. Cambr. Soc. **15**, 492 (1910).

Tabelle 45.

$\frac{\mu}{\varrho}$ der erregenden Strahlung $cm^2 . g^{-1}$	Verhältnis der Zahl der Elektronen, die in und entgegengesetzt der Richtung der Röntgenstrahlen emittiert werden	
	Ag	Cu
88,5	1,02 (0,87)	—
47,7	1,01 (0,93)	—
18,9	1,10 (1,09)	1,08
2,5	1,29	—
1,57	1,30	1,32
sehr klein	1,44	1,42

Der Grund dieser Dissymmetrie ist noch nicht bekannt, da man überhaupt über den Mechanismus der Elektronenemission noch nicht Bescheid weiß. Die Hauptschwierigkeiten bietet, wie bei den lichtelektrischen Erscheinungen, die Größe der beobachteten Geschwindigkeiten. Nimmt man an, daß das Elektron die beobachtete Geschwindigkeit v infolge einer Beschleunigung durch den elektrischen Vektor $\mathfrak{E}_r$ erhält, so kommt man, wie Thomson und Wien[1]) gezeigt haben, zu unmöglichen Folgerungen. Es gilt in diesem Falle

$$\mathfrak{E}_r . e = \dot{v} m \quad \ldots\ldots\ldots \quad (53)$$

oder, wenn wir auch hier die Beschleunigung $\dot{v}$ während der Zeit t gleichförmig annehmen,

$$\mathfrak{E}_r t = \frac{v m}{e} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (54)$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}_r$ eines Röntgenimpulses im Abstande r erhalten wir als Mittelwert aus der Röntgenenergie E_R, die in der Kugelschale vom Volumen $4\pi r^2 \lambda$ enthalten ist. Es ist

$$E_R = \frac{1}{4\pi} \mathfrak{E}_r^2 \, 4\pi r^2 \lambda \quad \ldots\ldots\ldots \quad (55)$$

oder

$$\mathfrak{E}_r = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{E_R}{\lambda}} . \quad \ldots\ldots\ldots \quad (56)$$

[1]) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991 (1905).

Nehmen wir nun ein Zahlenbeispiel. Das Metallblech, das die Elektronen mit $v = 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ emittiert, sei 10 cm von der Antikathode entfernt. Die Antikathode erzeuge Röntgenimpulse von der Breite $\lambda = 10^{-9}$ cm. Die gesamte Ausstrahlung der Antikathode betrage bei 100 Unterbrechungen des Induktors pro Sekunde $100 \cdot 2 \cdot 10^{-4}$ cal oder $8{,}4 \cdot 10^5$ erg. Um diese hervorzurufen, ist erfahrungsgemäß ein Strom[1]) von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ Amp. erforderlich, d. h. auf einen Entladungsschlag kommen $\frac{3 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-1}}{1{,}4 \cdot 10^{-20}}$ $= 2{,}1 \cdot 10^{14}$ Elektronen, oder auf den Impuls eines Kathodenstrahlelektrons entfallen $E_R = \frac{8{,}4 \cdot 10^3}{2{,}1 \cdot 10^{14}} = 4 \cdot 10^{-11}$ erg. Dann beträgt die Feldstärke $\mathfrak{E}_r$ in dem Impuls, der von diesem einen an der Antikathode gebremsten Elektron ausgeht,

$$\mathfrak{E}_r = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{-11}}{10^{-9}}} = 0{,}02 \text{ elektrostat. Einheiten,}$$

und diese Feldstärke erteilt nach Gleichung (54) einem Elektron die Geschwindigkeit $v = 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ erst in $t = 10^{-7}$ sec, während die Dauer des Röntgenimpulses nur $\tau = \frac{\lambda}{c} = 3{,}3 \cdot 10^{-20}$ sec beträgt. Mit anderen Worten, die Röntgenimpulse von $\frac{t}{\tau} = 3 \cdot 10^{12}$ Elektronen an der Antikathode müßten nacheinander im gleichen Sinne beschleunigend auf ein Elektron in dem bestrahlten Metalle wirken, bis es mit $v = 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ abfliegt, und daher würde das Elektron das Metall erst dann verlassen, wenn $\frac{3 \cdot 10^{12}}{2{,}1 \cdot 10^{14}} = 1{,}4$ Proz. der ganzen Emissionsdauer (etwa 10^{-4} sec) eines Entladungsschlages verstrichen ist.

Ein Ausweg aus dieser Schwierigkeit würde sich bieten, wenn sich die Energie der Röntgenstrahlung in der Gleichung (55) nicht gleichmäßig über die ganze Kugel ausbreitet, sondern räumlich auf einzelne diskrete Volumelemente beschränkt ist, die an

[1]) Kennt man die Strombelastung des Rohres nicht, so ist E_R auch aus Gleichung (16) mit Hilfe von λ und der Betriebsspannung V zu berechnen.

Stelle des Kugelschalenvolumens $4\pi r^2\lambda$ treten, so daß statt einer kontinuierlichen Wellenfläche „helle Flecken auf dunkelm Grunde“ erscheinen. J. J. Thomson[1]) wie Einstein haben diese Vorstellung näher ausgeführt, doch ist ihre Grundannahme mit den Maxwellschen Feldgleichungen nicht verträglich.

Ebensowenig führt die Annahme zum Ziele, daß die kinetische Energie des Elektrons gar nicht der Energie des Röntgenimpulses entstammt, sondern bereits im Atom vorhanden ist, und daß die Röntgenstrahlung lediglich auslösend wirkt (W. Wien). Denn bei der Krümmung der Bahn, in der sich das Elektron bewegen müßte, um das Atom nicht zu verlassen, ist die transversale Beschleunigung $\dot{v}$ so groß, daß die kinetische Energie in kürzester Zeit durch Strahlung verloren geht. Denn die Beschleunigung ist:

$$\dot{v} = \frac{v^2}{r} = \frac{(2r\pi\nu)^2}{r},$$

wenn die Kreisbahn νmal in der Sekunde durchlaufen wird, und daher ist nach der Näherungsformel (16) die Energie, die während eines Umlaufes ausgestrahlt wird,

$$E_a = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\dot{v}^2\tau = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\frac{(2r\pi\nu)^4}{r^2}\cdot\frac{1}{\nu},$$

$$E_a = \frac{32}{3}\frac{\pi^4 e^2\nu^3 r^2}{c^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (57)$$

oder, wenn das Elektron durch elektrostatische Anziehung in der Kreisbahn gehalten wird[2]), so daß

$$\tau = \frac{1}{\nu} = 2\pi\sqrt{\frac{mr^3}{e^2}}$$

gilt,

$$E_a = \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{e^2}{c^3}\sqrt{\frac{e^6}{m^3 r^5}} \quad \ldots\ldots\ldots (58).$$

Nehmen wir als Beispiel ein Elektron, das nach den Beobachtungen über den selektiven Photoeffekt das Kaliumatom vom Radius $r = 2{,}37\,.\,10^{-8}$ cm mit der Frequenz[3]) $\nu = 6{,}8\,.\,10^{14}$

[1]) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **14**, 417 (1907). — [2]) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991 (1905); F. A. Lindemann, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 482 (1911). — [3]) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **12**, 349 (1910).

umkreist, so emittiert es bereits bei einem Umlauf $1{,}5 \cdot 10^{-18}$ erg, in einer Sekunde also 10^{-3} erg, während seine gesamte kinetische Energie nur $2{,}3 \cdot 10^{-12}$ erg beträgt, was einer Geschwindigkeit von $v = 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ entspricht. Es ist daher klar, daß bei den erheblich höheren Geschwindigkeiten, wie sie die bei Röntgenstrahlen beobachteten Elektronen besitzen, die kinetische Energie der Elektronen nicht vorher im Atom vorhanden sein kann. Hingegen wäre es möglich, daß der Mechanismus der Elektronenemission der Energieabgabe der radioaktiven Zerfallsprozesse analog ist. Doch fehlt dafür jeglicher experimentelle Anhalt. Wir erwähnten oben [1]) die Versuche Bumsteads, und überdies ergäbe sich sofort die neue Schwierigkeit, die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Impulsbreite zu deuten.

Dagegen kann man diese Abhängigkeit zwar nicht anschaulich, aber doch formal wiedergeben, wenn die Energie des Elektrons dem Röntgenimpuls entstammt, und zwar in gleicher Weise, wie Einstein [2]) die entsprechende Schwierigkeit bei den lichtelektrischen Erscheinungen zu beseitigen versucht hat: Planck hat in die Strahlungstheorie die Fundamentalhypothese eingeführt, daß die Emission und Absorption [3]) der Strahlung stets in der Weise vor sich geht, daß das „Zeitintegral der Energie“ $(E.\tau)$ „die Wirkung“, stets einem universellen Wirkungsquantum h oder einem ganzzahligen Vielfachen desselben gleich ist. Für Licht von der Frequenz ν wäre daher der Minimalbetrag der Energie E, der emittiert oder absorbiert werden kann,

$$= \frac{h}{\tau} = h\nu \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (59)$$

und Einstein hat nun die Vermutung ausgesprochen, daß auch die kinetische Energie eines durch Licht von der Frequenz ν emittierten Elektrons nur $= h\nu$ oder einem ganzzahligen Vielfachen dieser Größe sein kann, also

$$\frac{h}{\tau} = h\nu = \frac{1}{2} m v_0^2 = \varepsilon V \quad \ldots\ldots \quad (60)$$

---

[1]) Vgl. S. 4—5. — [2]) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 132 (1905). — [3]) Vgl. jedoch M. Planck, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 138 (1911), wo diese Hypothese auf den Fall der Emission beschränkt wird.

Durch diese Gleichung Einsteins erklärt sich das Ansteigen der Elektronenenergie proportional der Lichtfrequenz, wie es die bisherigen Versuche ergaben, auch die höchst merkwürdige Unabhängigkeit der Energie von der Intensität des einfallenden Lichtes, sowie von der Temperatur des bestrahlten Körpers und das Aufhören der lichtelektrischen Elektronenemission bei einer langwelligen Grenze, jenseits derer die Geschwindigkeit der Elektronen zu klein wird, um die Oberflächenkräfte der Metalle zu überwinden (Voltadifferenzen u. dgl.).

Eine quantitative Prüfung der Gleichung (60) ist bei der Unsicherheit in den absoluten Werten der Geschwindigkeiten noch nicht möglich gewesen, doch berechnet sich die Größenordnung richtig, nämlich etwa 6 Volt für eine Lichtwellenlänge von 200 $\mu\mu$.

W. Wien[1]) und J. Stark[2]) haben diese Einsteinsche Gleichung auf den Vorgang der Röntgenstrahlemission und Absorption übertragen und aus ihr einige der wichtigsten experimentellen Ergebnisse folgern können: So erhält man bei der Emission an der Antikathode die Abnahme der Impulsbreite mit wachsender Entladungsspannung V, und bei der Absorption die Abnahme der kinetischen Energie der emittierten Elektronen beim Übergang von harter zu weicher Primärstrahlung. Die schnellsten bei der Absorption emittierten Elektronen sollen die Geschwindigkeit der primären haben, und die Geschwindigkeit der ersteren ist unabhängig von der Intensität der Röntgenstrahlen und der Beschaffenheit des bestrahlten Körpers.

Eine quantitative Prüfung versagt einstweilen infolge unserer Unkenntnis über den genauen Wert der Impulsbreite, aber man kann zunächst umgekehrt aus den Geschwindigkeiten der Elektronen, sei es derer, die an die Antikathode anprallen, oder die bei der Absorption emittiert werden, λ berechnen. Denn es ist $\frac{h}{\tau} = \frac{hc}{\lambda} = \varepsilon V$ oder, wenn wir V in Volt messen,

$$\lambda = 300 \frac{hc}{\varepsilon V} = 1{,}26 \cdot 10^{-4} \frac{1}{V} \quad \cdots\cdots (61)$$

da das Wirkungselement h nach Planck $6{,}55 \cdot 10^{-27} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ beträgt.

---

[1]) W. Wien, Götting. Nachr., S. 598—601 (1907). — [2]) J. Stark, Physik. Zeitschr. 8, 881 (1907).

Für harte Strahlen, $V = 6 . 10^4$ Volt, folgt dann $\lambda = 2 . 10^{-9}$ cm, also in guter Übereinstimmung mit dem oberen Grenzwert, den man den Beugungsbildern von Walter und Pohl entnehmen kann.

Früher hatten wir aus dem Emissionsvorgang mit der Gleichung (16) einen erheblich kleineren Wert erhalten, nämlich $1{,}2 . 10^{-10}$ cm, und zwischen der damaligen Berechnungsmethode Wiens und der Anwendung der Planck-Einsteinschen Gleichung scheint zunächst keine Beziehung zu bestehen, ja ihre Resultate scheinen sich gegenseitig auszuschließen. Sommerfeld hat jedoch darauf hingewiesen, daß zwischen beiden Methoden ein enger Zusammenhang existiert. Wir hatten oben aus der Gleichung (16)

$$E_R = \frac{2}{3} \frac{e^2 . v^2}{c^3 \tau}$$

für eine gegebene Elektronengeschwindigkeit v_0 die Impulsdauer τ aus der emittierten Energie E_R berechnet, indem wir an Stelle von v die kinetische Energie der Elektronen E_K einführten und das experimentell gemessene Verhältnis $\frac{E_R}{E_K} = B = 2{,}2$ Prom. benutzten. Dieser Wert von B war aber sicher zu groß, und daher τ und λ zu klein, denn unsere Gleichung (16) gilt nur für die gerichtete Röntgenstrahlung; sie verlangt eine homogene, nur von v oder V abhängige Impulsbreite, während der experimentell gemessene Wert von B die ganze Energie der ungerichteten Strahlung mit enthält, als deren Hauptkomponenten wir inzwischen die charakteristische Strahlung des Antikathodenmetalles kennen gelernt haben. Macht man jedoch nun umgekehrt die Annahme, daß τ durch eine universelle Eigenschaft aller absorbierenden oder emittierenden Atome durch das Plancksche Wirkungselement $\tau . E_K = h$ bestimmt sind, so erhält man für $\frac{E_R}{E_K}$ einen erheblich kleineren Wert, da sich λ nach der Gleichung (16) größer ergibt, und man kann dann sehen, ob der so berechnete Wert $\frac{E_R}{E_K}$ zu dem experimentell bestimmten B in gleichem Verhältnis steht, wie die Energie der gerichteten Strahlung zu der der ungerichteten nach den Messungen über die partielle Polarisation des primären Strahlengemisches. Das ist in der Tat der Fall. Ersetzt man

in der Gleichung (22), die Glieder mit $\beta^2 = \frac{v_0^2}{c^2}$ nicht vernachlässigt, λ durch $\frac{hc}{\varepsilon v}$, so erhält man für $\frac{E_R}{E_K}$ einen Wert, der nur 0,054 des experimentell bestimmten B beträgt, d. h. für 59000 Volt oder $\beta = 0{,}46\,c$ (Kugeltheorie, $0{,}43\,c$ Relativtheorie) entfallen nur 5,4 Proz. der bolometrisch gemessenen Gesamtenergie auf die gerichteten Röntgenstrahlen, und das steht in guter Übereinstimmung mit den Zahlen von 7 bis 10 Proz., die Baßler für etwa $\beta = 1/3$ oder 40000 Volt beobachtet hat, wenn man berücksichtigt, daß der Anteil der gerichteten Strahlung mit steigender Spannung abnimmt. Rechtfertigt sich also hier die Einführung von

$$E_K . \tau = h,$$

so fordert eine weitere experimentelle Tatsache direkt dazu heraus: Wir sahen oben, daß die experimentell gefundene Abhängigkeit der Röntgenenergie E_R von der Elektronengeschwindigkeit v_0:

$$E_R = a' . v_0^4 . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

mit unserer Grundgleichung (16) nur dann vereinbar ist, wenn

$$\tau = const \frac{1}{v_0^2} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

ist, wofür wir auch schreiben können:

$$\tau . {}^1/_2 m v_0^2 = \tau . E_K = const.$$

Ist dann diese Konstante wirklich das Plancksche Wirkungselement h, so ist sie allein für die Bremszeit maßgebend, diese hat nichts mit der mittleren Eindringungstiefe des Elektronenschwarmes zu tun, und die Bedenken, die wir von dieser Seite oben gegen die Gleichung (17) erhoben, werden hinfällig. Allerdings bedarf es noch der experimentellen Bestätigung, daß die Gleichung (6) auch für die gerichtete Röntgenstrahlung allein gültig ist und nicht nur für das Gemisch gerichteter und ungerichteter Strahlung, das die Antikathode bei den Versuchen von Seitz und Carter emittierte.

Als notwendige Folgerung ist mit der Einführung des Wirkungselementes h verbunden, daß die Energie und Impulsbreite der gerichteten Röntgenstrahlung nur von der Spannung abhängt, die die Elektronen beschleunigt, und nicht mehr vom Material der Antikathode. Dessen Einfluß erstreckte sich dann nur auf

die Emission der Energie in Form ungerichteter, zumeist charakteristischer Strahlung, deren Impulsbreite und Energie dann ihrerseits nach der Gleichung (60) durch eine Größe τ bestimmt ist, die von irgend welchen Eigenfrequenzen im Inneren des Atomes abhängt, ohne deren Annahme wir uns für die Erscheinungen der charakteristischen Strahlung und der selektiven Absorption kein Bild machen können. Mit dem Planckschen Wirkungselement erhalten wir nach Whiddingtons Zahlen [Tabelle 28][1]) für diese Eigenfrequenzen $\nu = 2{,}9 \cdot 10^{17}$ bei Al und $3{,}8 \cdot 10^{18}$ für Se, während sichtbares Licht von der Wellenlänge $500\,\mu\mu$ eine Frequenz von $6 \cdot 10^{14}$ besitzt.

Im Sinne der hier entwickelten Vorstellung braucht die charakteristische Strahlung des Antikathodenmaterials, welche den Hauptbestandteil der ungerichteten Strahlung ausmacht, nicht als eine sekundäre Strahlung aufgefaßt zu werden, welche erst durch die Impulse der primären gerichteten erzeugt wird; ihre Anregung kann direkt durch den Anprall eines Kathodenstrahlelektrons erfolgen, etwa ebenso wie sichtbares Fluoreszenzlicht, wenn wir als Antikathodenmaterial eines der vielen fluoreszenzfähigen Salze benutzen.

Eine Schwierigkeit bietet der Erklärung zunächst noch die Tatsache, warum die durch Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen nach den bisherigen Versuchen allein von der Impulsbreite der einfallenden Strahlen abzuhängen scheinen, während die Emission dieser Elektronen aufs engste mit den charakteristischen Sekundärstrahlen von kleinerer Eigenfrequenz verknüpft ist.

Achtes Kapitel.

Bei der Mehrzahl der quantitativen Versuche, die in den vorhergehenden Kapiteln beschrieben sind, wurde von der Fähigkeit der Röntgenstrahlen, Gase zu ionisieren, Gebrauch gemacht. Die Tatsache, daß Gase unter der Einwirkung der Röntgenstrahlen

[1]) ν scheint der Wurzel aus dem Atomvolumen A proportional zu sein. Es ist $\nu = n \cdot 3{,}1 \cdot 10^{16} \sqrt{A}$, wo n für Al, Ni, Cu, Zn und Se = 3, für Cr und Fe = 2 zu setzen ist.

ein elektrisches Leitvermögen erhalten und eine Zeitlang auch außerhalb des Strahlenbereiches in diesem leitenden Zustande verharren, wurde bereits von Röntgen[1]) festgestellt. Bald darauf ist, vor allem durch die Untersuchungen J. J. Thomsons und seiner Schüler, die Ionentheorie dieser Gasleitung entwickelt und dann insbesondere durch Becquerels Entdeckung der radioaktiven Strahlen weiter ausgebaut. Wir wollen hier von den mannigfachen Erscheinungen, die bei der Ionisation der Gase beobachtet werden, nur die wenigen in Kürze darstellen, die speziell für die Röntgenstrahlen charakteristisch oder für ihre Messungen wichtig sind. Betreffs der allgemeinen Gesetzmäßigkeiten, die die Ionisation beherrschen, sei auf die Lehrbücher der Gasentladung und der Radioaktivität verwiesen, von denen insbesondere die letzteren auch ausführlichere Angaben über die verschiedenen Typen der Meßinstrumente und ihre praktische Benutzung enthalten.

Ein erheblicher Teil der Gesamtionisation, die durch Röntgenstrahlen erzeugt wird, rührt von den Elektronen her, die von den Wänden[2]) ausgestrahlt werden, die das Gasvolumen begrenzen. Für sie gelten die Gesetze, die man bei der Ionisation durch Kathoden- und β-Strahlen gefunden hat, und durch sie ist häufig eine Beziehung zwischen der relativen Dichte verschiedener Gase und ihrer Ionisierung durch Röntgenstrahlung vorgetäuscht, die um so mehr hervortritt, je härter die Röntgenstrahlen sind[3]). Man kann die Elektronenstrahlen der Wände zum Teil dadurch vermeiden, daß man die Wände vor direkter Bestrahlung durch die primären Strahlen schützt, aber dann bleibt doch noch die sekundäre Röntgenstrahlung aus dem Inneren des Gases, die auf die Wände auffällt. Weiter wählt man als Material der Wände Substanzen, die aus Elementen von solchem Atomgewicht zusammengesetzt sind, daß die Eigenfrequenz der charakteristischen Sekundärstrahlung, mit der die selektive Elektronenemission parallel geht, möglichst weit entfernt von dem Impulsbreitenbereich der Strahlen liegt, die das Gas ionisieren sollen. Für die meisten Zwecke ist eine Bekleidung der Wände mit Al, Papier u. dgl.

---

[1]) II. Mitteilung. — [2]) J. Perrin, L'éclaire électr. **10**, 481 (1897). — [3]) R. K. McClung, Phil. Mag. **8**, 357—373 (1904); A. S. Eve, ebenda, S. 610—618; J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **82**, 103 (1909).

geeignet. Wir sehen im weiteren von dieser Ionisierung durch die Elektronenstrahlung der Wände ab, da sie mit den Röntgenstrahlen nur in loser Beziehung steht.

Die Ionisation im Gase selbst ist nach Versuchen Angerers der bolometrisch gemessenen Energie der Strahlen proportional, und darauf beruht die Anwendbarkeit der Ionisation zur quantitativen Messung der Röntgenenergie; vgl. Tab. 46.

Tabelle 46.

mg-cal/sec auf dem Bolometer	J = Ionisationsstrom in 10^{-8} Amp.	J
0,053	2,21	1,44
0,128	5,38	1,41
0,201	8,55	1,34
0,216	9,70	1,48
0,267	10,8	1,40

Der Einfluß des Druckes und der chemischen Zusammensetzung der Gase ist wesentlich dadurch bestimmt, in welchem Grade im Gase neben der primären Röntgenstrahlung durch Streuung entstandene und charakteristische Sekundärstrahlen auftreten, sowie Elektronen von dem durchstrahlten Molekül emittiert werden. Gerade diese Elektronen haben einen erheblichen, vielleicht sogar überwiegenden Anteil an der Gesamtionisation. Ein einzelnes Elektron, das von dem neutralen Atom abgespalten wird, bleibt nicht nur in einem zweiten Atom stecken, so daß dieses in ein negatives Ion verwandelt wird, sondern erzeugt durch seine erhebliche Geschwindigkeit längs seiner Flugbahn eine große Anzahl weiterer Ionen durch Zusammenstoß. Das folgt unter anderen aus Versuchen von Herweg und Wilson.

Herweg[1]) ionisierte das Gas in einem kleinen Kondensator und erniedrigte den Druck so weit, daß die Flugbahn der im Gase erzeugten Elektronen größer wurde als der Abstand der Platten, also ein großer Teil der Elektronen die Wände erreichte,

[1]) J. Herweg, Ann. Phys. **19**, 333 (1906).

bevor ihre kinetische Energie zur Erzeugung von Ionen durch Zusammenstoß verbraucht war. Dann wurde dieser Kondensator in ein Magnetfeld von 600 Gauß gebracht, dessen Kraftlinien senkrecht zu den elektrischen des Kondensators standen, so daß sich die Elektronen auf Cykloidenbahnen bewegten. Sofort stieg die Zahl der gebildeten Ionen erheblich, bei 60 mm Hg auf ungefähr das Doppelte und noch bei 520 mm um 9 Proz., weil nunmehr die Flugbahn der Elektronen ganz im Inneren des Gases verlief, und daher die ganze kinetische Energie der Elektronen zur Erzeugung von Ionen durch Kollision mit neutralen Molekülen verbraucht wurde.

Ganz besonders instruktiv sind die Versuche von Wilson[1]), dem es gelungen ist, die Flugbahn der Elektronen direkt dem Auge sichtbar zu machen, indem die längs der Flugbahn erzeugten Ionen als Kondensationskerne[2]) für Wasserdampfnebel verwandt werden. Eine flache Messingdose von 7,5 cm Durchmesser hat als Boden einen verschiebbaren Stempel, so daß die Dicke der eingeschlossenen Gasschicht plötzlich von 4 oder 5 auf über 6 mm vergrößert werden kann. War die Luft mit Wasserdampf gesättigt, so erfolgt bei der Expansion eine Kondensation, und diese Nebeltröpfchen lagern sich an etwa vorhandene Ionen an. Nun wird das Gas durch Röntgenstrahlen ionisiert. Sofort darauf erfolgt eine Expansion, bevor die Ionen durch Diffusion den Ort ihrer Entstehung verlassen haben, und daher markieren die Nebeltröpfchen die Flugbahn der Elektronen. In der Fig. 67 ist eine photographische Aufnahme nach einem Original Wilsons reproduziert. Man sieht die Bahn der Elektronen weiß auf dunklem Grunde; ihre Länge beträgt bei einigen mehr als ein Centimeter. Infolge der starken Zerstreuung sind sie meist zickzackförmig, und stellenweise bilden sie vollkommen geschlossene Schleifen. Daneben sieht man auf älteren Aufnahmen Wilsons einige Schußkanäle solcher Elektronen, die von den Messingwänden der Büchse unter der Einwirkung der Röntgenstrahlen emittiert werden, und eine Reihe diffuse, strukturlose Nebelwolken, die entweder daher rühren, daß die Ionen schon vor

---

[1]) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **85**, 285 (1911) und **86** (1912). — [2]) F. Richarz, Wied. Ann. **59**, 592 (1896); C. T. R. Wilson, Phil. Trans. **189**, 265 (1897).

der Expansion die Flugbahn der Elektronen durch Diffusion verlassen haben, vielleicht aber auch von Ionen gebildet werden, die durch die primären Röntgenstrahlen selbst erzeugt werden, d. h. ohne Zwischenschaltung der Elektronen, die mit den Gasmolekülen kollidieren. Diese überaus einfache Methode Wilsons ist natürlich auch für die Ionenbildung durch andere Strahlenquellen, α-, β-Strahlen usw., anzuwenden und außerordentlich wertvoll.

Ein wie großer Bruchteil der gesamten Ionisation auf Rechnung dieser im Gase erzeugten Elektronen zu setzen ist, bleibt zurzeit noch unentschieden. Die vorläufigen Messungen schwanken zwischen 100 Proz. nach Bragg und Porter[1]) und 60 bis 80 Proz. nach

Fig. 67[2]).

← Richtung der Röntgenstrahlen.

Beatty[3]), besitzen aber nach Barkla und Simons[4]) noch sehr erhebliche Unsicherheiten. Man kann den Anteil der Elektronen bestimmen, wenn man in einem Gase die Ionisation als Funktion des Druckes aufnimmt und den Absorptionskoeffizienten für das Gas kennt. Man erhält dann bei hohen Drucken eine Gerade, deren Verlängerung die Abszisse schon vor dem Drucke Null durchschneidet, weil bei tiefen Drucken ein großer Teil der kinetischen Energie der Elektronen für die Ionisation verloren geht,

[1]) W. H. Bragg und H. J. Porter, Proc. Roy. Soc. **85**, 349 (1911). — [2]) Das Bild ist um das 2,45fache vergrößert. — [3]) R. T. Beatty, Proc. Roy. Soc. **85**, 230—239. — [4]) C. G. Barkla und L. Simons, Phil. Mag. **23**, 317—322 (1912).

sobald die Flugbahn der Elektronen den Dimensionen des Meßkondensators vergleichbar wird.

Die Tatsache, daß bei höheren Drucken die Ionisation linear ansteigt, beweist, daß der Anteil der sekundären Röntgenstrahlen an der Gesamtionisation gering ist, obwohl ja auch sie, genau wie die primären, das Gas ionisieren müssen, sei es direkt, sei es durch die schnellen Elektronen, die sie ihrerseits erzeugen.

In einer Schicht x wird von der einfallenden Primärenergie E_{R_0} beim Drucke p der Bruchteil

$$E_R = E_{R_0} \mu \frac{p}{P} x$$

absorbiert, solange μx klein gegen 1 ist, wenn μ der zum Atmosphärendruck P gehörige Absorptionskoeffizient ist. Gleichzeitig entsteht durch Streuung eine Sekundärstrahlenenergie

$$E_s = E_{R_0} s \frac{p}{P} x,$$

und als charakteristische:

$$E_\varkappa = E_{R_0} \varkappa \frac{p}{P} x,$$

falls s bzw. $\varkappa$ den Koeffizienten der Streuung und der Emission für charakteristische Sekundärstrahlen (S. 68 und 82) bezeichnet. Von beiden werden die Bruchteile

$$E_s = E_{R_0} s \frac{p}{P} x \mu_s \frac{p}{P} y$$

und

$$E_\varkappa = E_{R_0} \varkappa \frac{p}{P} x \mu_\varkappa \frac{p}{P} y$$

absorbiert, wenn y einen Mittelwert des Weges darstellt, auf dem Strahlen noch proportional ihren Koeffizienten μ_s bzw. $\mu_\varkappa$ absorbiert werden.

Ist nun die Ionisation J proportional der absorbierten Energie so daß gilt:

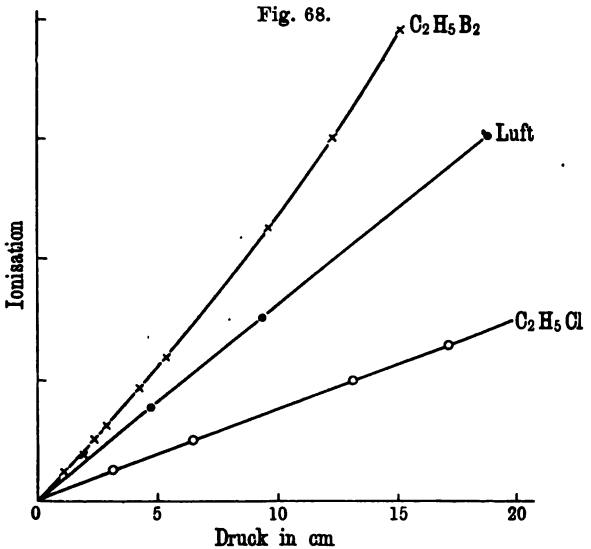
$$J_R = A_R E_R, \; J_s = A_s E_s \text{ und } J_\varkappa = A_\varkappa E_\varkappa,$$

so ist die gesamte Ionisation:

$$\left.\begin{aligned} J &= J_R + J_s + J_\varkappa \\ &= E_{R_0} x \left\{ A_R \mu \frac{p}{P} + y (A_s s \mu_s + A_\varkappa k \mu_\varkappa) \frac{p^2}{P^2} \right\} \end{aligned}\right\} \cdot \cdot \quad (62)$$

also quadratisch vom Gesamtdrucke abhängig. Nun ist aber $A_R = A_s$ und $\mu_s = \mu_R$, da die Härte der durch Streuung entstandenen die gleiche wie die der primären Strahlen ist, und daher wird das Produkt $s \cdot \mu_s$ selbst für die stärkst zerstreuenden Gase, wie z. B. Luft, nur $= 0{,}2 \cdot 0{,}4\,\varrho = 0{,}08\,\varrho = 1{,}04 \cdot 10^{-4}$. Daher verschwindet der erste Teil des quadratischen Gliedes in der Gleichung vollkommen, und bei allen Gasen, die die einfallenden Primärstrahlen nur zerstreuen, besteht eine lineare Beziehung zwischen Druck und Ionisation, wie von vielen Beobachtern fest-

Fig. 68.



gestellt ist[1]). Das quadratische Glied der Gleichung (62) wird nur dann von merklichem Einfluß, wenn das Gas solche Elemente enthält, die durch die einfallenden Primärstrahlen zur Emission einer intensiven charakteristischen Sekundärstrahlung angeregt werden. Ein Beispiel dafür ist der Dampf von Äthylbromid, und eine Meßreihe Crowthers ist in der Fig. 68 reproduziert, in der zum Vergleich auf zwei Kurven für nur zerstreuende Gase

[1]) Zum Beispiel von J. Perrin, Compt. rend. **123**, 878 (1896); J. A. Crowther, Proc. Cambr. Soc. **15**, 34 (1908).

C_2H_5Cl und Luft (letztere in anderem Ordinatenmaßstab) eingezeichnet sind.

Die Zahl der in verschiedenen Gasen erzeugten Ionen variiert, wenn man sie auf gleiche einfallende Primärintensität bezieht, stark mit der chemischen Zusammensetzung der Moleküle, wie auch der Härte der Primärstrahlen, da die Absorption ausgesprochen selektiv ist und in den Banden oder Linien der charakteristischen Sekundärstrahlung Maxima erreicht. Einige Zahlen Crowthers sind in der zweiten und dritten Spalte der Tabelle 47 vereinigt, und zwar beziehen sie sich lediglich auf die direkte Ionisation durch die primären Strahlen und der durch diese erzeugten Elektronen. Die Ionisation durch die charakteristische Sekundärstrahlung ist abgezogen.

Die Zahl der Ionen in Äthylbromid war so erheblich, daß 120 bis 150 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ zur Erzielung des Sättigungsstromes erforderlich waren, und wegen dieser starken Ionisierbarkeit ist dieses Gas auch zur Füllung von Meßkondensatoren geeignet, wenn man schwache Strahlungsintensitäten nachweisen will und den störenden Einfluß der selektiven Absorption der Strahlen ausschalten kann.

Tabelle 47.

Gas	Relative Ionisation, bezogen auf gleiche			
	auffallende Primärenergie		absorbierte Primärenergie	
	Weiche Strahlen	Harte Strahlen	Weiche Strahlen	Harte Strahlen
Luft	1,00	1,00	—	—
H_2	0,01	0,18	—	—
CO_2	1,57	1,49	—	—
$CH_3CO_2CH_3$.	4,95	3,90	1,00	1,00
C_2H_5Cl	18,0	17,3	1,64	1,00
CCl_4	67,3	71	1,12	1,5
$NiCO_4$	89	97	1,76	0,91
C_2H_5Br	72	118	0,96	1,08
CH_3Br	71	—	0,98	—
CH_3J	145	125	1,92	0,88
$Hg(CH_3)_2$ . . .	425	—	1,46	—

Die starke Abhängigkeit der relativen Ionisation des H_2 ist von verschiedenen Seiten bestätigt, so auch von Beatty, der streng homogene Strahlen benutzte. Die Ionisation betrug, auf Luft bezogen, in dem Härtebereich der Primärstrahlen von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 88{,}5$ bis 22,5 $cm^2 . g^{-1}$ $5{,}7 . 10^{-3}$, bei $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 1{,}57\ cm^2 . g^{-1}$ $40 . 10^{-3}$.

Dividiert man die Zahlen der Tabelle 47 durch die zugehörigen Absorptionskoeffizienten, so erhält man die auf die Zahl der von der gleichen absorbierten Primärenergie erzeugten Ionen, da

$$\int_0^\infty e^{-\mu x} dx = \frac{1}{\mu}$$

ist. Die entsprechenden Werte sind in der vierten und fünften Spalte angeführt. Die Abweichungen der einzelnen Zahlen liegen außerhalb der Versuchsfehler, und daraus folgt, daß die Zahl der von der gleichen absorbierten Primärenergie direkt — ohne Mitwirkung der sekundären Röntgenstrahlen — erzeugten Elektronen in erheblichem Maße von der chemischen Beschaffenheit des Gases abhängt. Und zwar kommt es nicht nur auf die Atome an, aus denen die Moleküle aufgebaut sind, die Ionisation ist keine rein additive Eigenschaft der Elemente, sondern die chemische Bindung der Atome ist von einem sicher nachweisbaren Einfluß. Die Ionisation des S-Atomes ist beispielsweise um 20 Proz. für die gleiche absorbierte Energie größer, wenn das S mit H in SH_2 vereinigt ist, als bei der Bindung mit O in SO_2. Genaue quantitative Untersuchungen sind erst neuerdings in Angriff genommen [1]).

Der Betrag der absorbierten Gesamtenergie, der in einem Gase auf die Erzeugung von Ionen verwandt wird, ist nur ein geringer Bruchteil. Durch Vergleich mit der bolometrisch im absoluten Maße gemessenen Energie haben Rutherford und McClung [2]) festgestellt, daß in Luft bei der Absorption von $3{,}4 . 10^{-10}$ erg erst ein Ionenpaar gebildet wird, während die Größenordnung für die Abtrennungsarbeit eines einzelnen Ions etwa 10^{-11} erg beträgt.

---

[1]) C. G. Barkla und L. Simons, Phil. Mag. **23**, 317 (1912). — [2]) E. Rutherford und R. K. McClung, Phil. Trans. **196**, 25 (1901). Weitere Literatur: M. Moulin, Recherches sur l'ionisation produite par les Rayons X, 109 S. Paris, Gauthiers-Villars, 1910.

Ein Teil der durch Röntgenstrahlen erzeugten Ionen trägt die Ladung von zwei elektrischen Elementarquanten, wie aus Versuchen von Townsend[1]), Franck und Westphal[2]) u. a. hervorgeht. Man erhält die Ladung ε eines Gasions aus dem Diffusionskoeffizienten D und der Beweglichkeit u nach der Gleichung[3]):

$$\frac{u}{D} = \frac{N.\varepsilon}{P},$$

wenn N die Zahl der Moleküle in $cm^3 = 2{,}7 . 10^{19}$ und P den Atmosphärendruck in Dynen pro cm^2 bezeichnet.

Auch das Leitvermögen flüssiger und fester Dielektrika wird unter der Einwirkung der Röntgenstrahlen erhöht. Röntgen[4]) selbst hat gefunden, daß das Leitvermögen des Kalkspats auf den 100- bis 200fachen Wert ansteigt, falls tagelange Bestrahlungen angewandt werden, und die Rückkehr des ursprünglichen Widerstandes erfolgt ganz außerordentlich langsam (in vielen Jahren), wenn man den Vorgang nicht durch Temperaturerhöhung beschleunigt.

Eine Folge der Ionenbildung ist der starke Einfluß der Röntgenstrahlen auf die verschiedenen Formen der selbständigen elektrischen Gasentladung. de Hemptinne[5]) hat 1897 gefunden, daß ein mit Hertzschen Schwingungen betriebenes Geißlerrohr bei erheblich höherem Gasdruck eine Entladung einsetzen läßt, wenn das Rohr von Röntgenstrahlen getroffen wird. de Hemptinne gibt für verschiedene Gase folgende Zahlen (Tabelle 48).

Nach Starkes[6]) Untersuchungen handelt es sich bei diesem Einfluß der Röntgenstrahlen sowohl um eine direkte Herabsetzung des Entladungspotentials, wie auch um eine Aufhebung der durch Warburg[7]) entdeckten Verzögerung. An einer Funkenstrecke zwischen Metallkugeln in trockener Luft von Atmosphärendruck fiel das statische Entladungspotential von 3600 auf 3300 Volt, und zwar unabhängig von der Intensität selbst dann noch, wenn die Strahlen, durch dickes Zn-Blech geschwächt, auf einem Fluoreszenzschirm keine merkliche Fluoreszenz mehr erregten. Als Gleichstromquelle diente eine 20plattige Influenzmaschine.

---

[1]) J. S. Townsend, Proc. Roy. Soc. **80**, 207 (1908). — [2]) J. Franck und W. Westphal, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 146, 276 (1909). — [3]) J. J. Thomson, Cond. of El. thr. Gases. I. Aufl., p. 32 (1903). — [4]) W. C. Röntgen, Münch. Ber., S. 113—114 (1907). — [5]) A. de Hemptinne, Compt. rend. **125**, 428 (1897). — [6]) H. Starke, Wied. Ann. **66**, 1009 (1898). — [7]) E. Warburg, ebenda **62**, 385 (1897).

Tabelle 48.

Gas	Druck, bei dem die Entladung einsetzt	
	ohne Röntgenstrahlen	mit Röntgenstrahlen
	mm Hg	mm Hg
H_2	71	94
O_2	51	68
Äthylalkohol . .	16,5	26
Äther	14	23
Chloroform . .	10	28

Für die Messung der Verzögerung kam der von Warburg angegebene Apparat in Anwendung, d. h. im wesentlichen eine Kontaktvorrichtung, die nur für den Bruchteil einer Sekunde eine bekannte Spannung an die Funkenstrecke anlegt. Die Entladung, die bei dauernd angeschalteter Spannung schon bei 2800 Volt ansprach, blieb bei Benutzung der Kontaktvorrichtung selbst bei 12000 Volt regelmäßig aus, weil während der kurzen Dauer des Spannungsgefälles zwischen den Kugeln nicht die zur Funkenbildung durch Ionenstoß erforderliche Zahl und Verteilung von Ionen erzeugt werden konnte. Trat jedoch an Stelle der wenigen in der Luft spontan gebildeten Ionen eine geringe Ionisation durch die mit Zn-Blech sehr geschwächten Röntgenstrahlen, so sprach die Entladung bei Spannungen zwischen 5000 bis 12000 Volt in jedem Falle an; bei 4500 Volt in 40 Proz., bei 3000 Volt in 10 Proz. aller Fälle. Eine nicht durch Zn-Blech geschwächte Röntgenstrahlung bewirkte sogar schon bei 2900 Volt ausnahmslos das Einsetzen der Entladung.

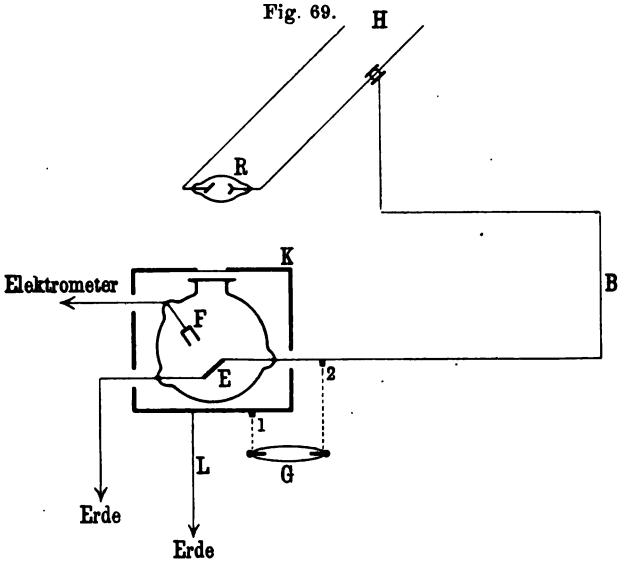
Diese Erscheinungen wurden später von verschiedenen Seiten bestätigt, und sie interessieren uns hier, weil Blondlot und Marx versucht haben, sie für eine Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu verwenden.

Blondlot[1]) betrieb ein Röntgenrohr mit einem Hertzschen Oszillator von 114 cm Wellenlänge, koppelte gleichzeitig induktiv mit diesem Oszillator eine Funkenstrecke, und ermittelte den Abstand des Röntgenrohres, bei dem die Entladung der

[1]) M. P. Blondlot, Compt. rend. **135**, 606, 721, 763 (1902).

Funkenstrecke ihre maximale Intensität erreichte. Dann vergrößerte er den Abstand des Röntgenrohres, um so die Röntgenstrahlen in einem späteren Zeitpunkt auf die Funkenstrecke auffallen und dort eine andere Potentialphase antreffen zu lassen, und fand eine Abnahme der Entladungsintensität. Doch konnte Blondlot den Einfluß der Rohrverschiebung dadurch kompensieren, daß er den Drahtweg der elektrischen Welle zum Röntgenrohr genau um den Betrag der Verschiebung vergrößerte, und

Fig. 69.



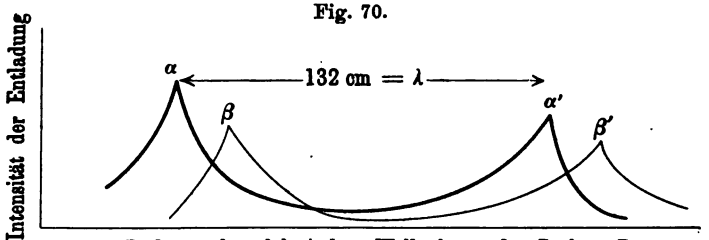
daraus schloß Blondlot, daß die Röntgenstrahlen die Geschwindigkeit elektrischer Wellen an Drähten, d. h. Lichtgeschwindigkeit besitzen. Blondlot hat seine Resultate nicht aufrecht erhalten und die beobachteten Wirkungen später nicht den Röntgen-, sondern seinen N-Strahlen zugeschrieben.

Die Versuchsanordnung von Marx[1]) ist in der Fig. 69 schematisch dargestellt. Ein Hertzscher Oszillator *H* betreibt das Röntgenrohr *R*. Gleichzeitig ist mit dem Oszillator eine Elektrode *E* induktiv gekoppelt. Sie befindet sich in dem Vakuumgefäß *V*, ihr gegenüber steht ein Faradayscher Käfig *F*, der an

[1]) E. Marx, Ann. d. Phys. **33**, 1305 (1910).

ein Elektrometer angeschlossen ist, und das Ganze ist in einen Blechkasten K eingebaut, der über mehrere Meter lange Leitungen L zur Erde abgeleitet ist. Die Dimensionen des Apparates sind so bemessen, daß die Gasentladung an E nur einsetzt, wenn die Röntgenstrahlen des Rohres R auf sie auffallen. Alsdann mißt Marx während einer Zeit von 15 Sekunden die Intensität der ausgelösten Gasentladung in ihrer Abhängigkeit von der Länge des Drahtweges B und findet, wie in der Fig. 70, zwei ausgesprochene Maxima $\alpha\alpha'$, deren Abstand gleich der benutzten

Fig. 70.



Wellenlänge von 132 cm ist. Alsdann vergrößert Marx den Abstand RK von seinem anfänglichen Wert von etwa 5 cm um eine Länge von 5 bis 15 cm und findet, daß sich gleichzeitig auch die Maxima um den gleichen Betrag verschieben, wie es in der Fig. 70 durch die Kurve $\beta\beta'$ angedeutet ist. Aus dieser Tatsache folgert Marx die Identität der Röntgenstrahlgeschwindigkeit mit den elektrischen Drahtwellen längs B oder der des Lichtes.

Franck und Pohl[1]) haben die Stichhaltigkeit der Marxschen Schlußfolgerung in Frage gezogen. Sie haben in entsprechenden Versuchen[2]) zwischen 1 und 2 ein Geißlerrohr G eingeschaltet, bei dem die Entladung schon ohne Röntgenstrahlen ansprach, und haben durch die Änderung seiner Entladungsintensität experimentell bewiesen, daß zwischen dem Schutzkasten K und der isoliert eingeführten Elektrode E Spannungsdifferenzen auftreten, deren Größe sich durch den Abstand RK variieren und durch Veränderung in der Länge des Drahtweges B kom-

[1]) J. Franck und R. Pohl, Ann. d. Phys. **34**, 936 (1911). — [2]) Dieselben, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 489 (1908).

pensieren läßt. Franck und Pohl deuten daher auch die von Marx beobachteten Änderungen in der Intensität der selbständigen Gasentladung an E durch die Interferenz zweier elektrischer Wellenzüge, deren einer, wie bei Marx, über den Draht B läuft, während der andere auf dem Wege durch die Luft den Kasten K relativ zu der isoliert eingeführten Elektrode in Schwingung versetzt. Die Punkte $\alpha\,\beta$ entsprechen in dieser Auffassung den maximalen Interferenzpotentialen, bei denen die beiden Wellenzüge in Phase sind. Es ist bekannt und auch von Marx selbst bestätigt, daß die Intensität der selbständigen Gasentladung rapide mit der Spannung ansteigt, und die Potentialdifferenzen zwischen K und E sind bei den geometrischen Dimensionen des Apparates ($\lambda = 132$ cm, $RK = 5$ bis 15 cm und meterlange Erdableitungen) nicht zu umgehen. Leider hat Marx[1]) sich im Verlauf der umfangreichen Diskussion nicht entschließen können, die Spannung zwischen K und E direkt zu messen, um zu zeigen, daß sie vom Abstande RK und der Länge von B unabhängig ist, sondern hat sich im Gegensatz zu den Versuchen von Franck und Pohl stets nur auf indirekte Schlüsse gestützt. Es bedarf wohl nach der Darstellung des ganzen Buches nicht der Erwähnung, daß mit dem Bedenken gegen die Marxschen Versuche nicht die Identität der Röntgenstrahl- und der Lichtgeschwindigkeit in Frage gezogen werden soll.

Ist es schon bei den Erscheinungen der Ionisation zweifelhaft, inwieweit wir es noch mit einer direkten Wirkung der Röntgenstrahlen und nicht der sekundär durch sie erzeugten Kathodenstrahlen zu tun haben, so besteht diese Unsicherheit in noch erhöhtem Maße auf dem Gebiete der Lumineszenzvorgänge und der chemischen Wirkungen, die durch die Röntgenstrahlen hervorgerufen werden. Aus diesem Grunde wollen wir uns hier mit einem ganz kurzen Überblick über die wichtigsten Tatsachen begnügen, obwohl gerade diese beiden Gebiete für die praktische Anwendung der Strahlen, insbesondere in der Medizin, von großer Wichtigkeit sind und auch zweifellos physikalisch sehr wertvolle Aufschlüsse ergeben werden, wenn systematische Bearbeitungen dieses Gebietes unternommen werden. Einstweilen ergeben sich die wesentlichen Schwierigkeiten daraus, daß die analogen Er-

---

[1]) E. Marx, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **10**, 127, 157 (1908); Ann. d. Phys. **35**, 397 (1911). Dort weitere Literaturangaben.

scheinungen in der Optik nur sehr wenig geklärt sind. Das gilt z. B. besonders von der bekanntesten der chemischen Wirkungen, der Schwärzung der photographischen Platte. Hier scheint im allgemeinen zwischen dem Einflusse der Röntgenstrahlen und dem gewöhnlichen Lichte kein grundsätzlicher Unterschied zu bestehen, und es gibt, was experimentell wichtig ist, keine für Röntgenstrahlen besonders empfindliche Platte[1]). Doch haben manche Bromsilberplatten die Eigentümlichkeit[2]), das latente Röntgenbild rosa auf grünlichem Grunde hervortreten zu lassen, falls man das Bild hinterher mit Tageslicht bestrahlt und von jeder weiteren Entwickelung absieht. Es handelt sich dabei vielleicht um eine Überführung des Bromsilberkolloides in den Zustand feinerer Verteilung, in dem die Röntgenstrahlen eine mechanische Zerstäubung des kolloidalen Kornes hervorrufen, wie man sie in ähnlicher Weise bei Licht annimmt, um den sogenannten Claydeneffekt[3]), d. h. die Empfindlichkeitsverminderung des Kornes durch kurz dauernde intensive Bestrahlung, wie bei Funkenaufnahmen u. dgl., zu erklären. Doch muß wegen aller Einzelheiten auf die photographisch-chemische Literatur[4]) verwiesen werden.

Eine weitere chemische Wirkung[5]) der Röntgenstrahlen kann man an jedem technischen Rohre beobachten. Nach längerem Betriebe zeigt das Glas, soweit es von den Strahlen durchsetzt wird, eine intensive violette Farbe, die durch die Abscheidung von kolloidalem Mangan verursacht wird und in gleicher Weise bei intensiver Lichtbestrahlung, z. B. Sonnenlicht, auftritt.

Desgleichen sind Farbänderungen an zahlreichen Mineralien beobachtet[6]). Lösungen von Jodoform in Chloroform, Chlorkohlenstoff, Benzol u. dgl. scheiden, genau wie im Licht oder unter radioaktiven Strahlen, Jod ab. Das Edersche Aktinometergemisch von Hg-Chlorid und Ammoniumoxalat läßt Quecksilberchlorür bei Bestrahlung ausfallen usw.

---

[1]) B. Walter, Verhandl. d. D. Röntgen-Ges. **4**, 59 (1908). — [2]) R. Luther und Uschkoff, Physik. Zeitschr. **4**, 866 (1903). — [3]) Zum Beispiel R. W. Wood, Astrophys. Journ. **17**, 361 (1903); B. Walter, Ann. d. Phys. **27**, 93 (1908). — [4]) Zum Beispiel Lüppo-Cramer, Die Röntgenographie in ihrem photographischen Teil. Halle 1909, Verlag Knapp. — [5]) Zum Beispiel P. Villard, Compt. rend. **129**, 882 (1899); B. Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **7**, 1 (1904). — [6]) G. Holzknecht, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **4**, 25 (1902).

Zu den chemischen Wirkungen gehört vielleicht auch die Widerstandsverminderung des Selens unter der Einwirkung der Röntgenstrahlen, bei der die Abhängigkeit des Leitvermögens k von der Strahlungsintensität J genau wie beim Lichte nach der empirischen Gleichung:

$$J = k(k - a)b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (63)$$

bestimmt wird [1]), wenn a und b Konstanten bedeuten. Doch ist die chemische Auffassung der zahlreichen an Selen beobachteten Erscheinungen durchaus nicht allseitig anerkannt [2]).

Lumineszenzvorgänge werden von Röntgenstrahlen in zahlreichen Substanzen erregt, doch lassen die meisten Versuche nicht erkennen, welcher Anteil der Lichtemission der Phosphoreszenz oder der Fluoreszenz zuzuschreiben ist.

Schuhknecht [3]) hat mittels eines Quarzspektrographen die Wellenlängen der Lumineszenzstrahlen einiger intensiv leuchtender Substanzen ermittelt und seine Resultate in der Tabelle 49 vereinigt.

Tabelle 49.

	Wellenlänge des Lumineszenzlichtes	
	λ	λ_{max}
Flußspat	364—240 $\mu\mu$	284 $\mu\mu$
„	390—231	284
„ mit Eisenspat .	390—231	280
Scheelit	480—375	433
Zinksulfid	509—412	450
Platinbariumcyanür . . .	509—442	480
Platinkaliumcyanür . . .	490—412	450
Calciumplatincyanür . .	509—455	480
Uranammoniumfluorid .	440—380	—

Im einzelnen variiert die spektrale Verteilung des Lumineszenzlichtes stark mit dem Gehalt an geringen fremden Beimengungen [4]),

[1]) G. Athanisiades, Ann. d. Phys. **28**, 890—896 (1909). — [2]) Vgl. C. Ries, Physik. Zeitschr. **12**, 480, 522 (1911). — [3]) P. Schuhknecht, Ann. d. Phys. **17**, 717 (1905). — [4]) A. Winkelmann und R. Straubel, Wied. Ann. **59**, 324 (1896); W. Radebolt, Dissert., Rostock 1903.

wie insbesondere Versuche an Flußspat gezeigt haben, genau wie die Emission der Erdkaliphosphore bei Bestrahlung mit Licht wesentlich durch geringe Beimengungen bestimmt wird. Auch ergeben nicht alle Substanzen, die durch Licht oder Kathodenstrahlen erregt werden, eine Lumineszenzemission unter Einwirkung der Röntgenstrahlen, und bei Salzen, die wie Zinkblende durch alle drei Strahlenarten erregt werden, bestehen nach Nichols und Merritt [1]) geringe, aber sicher nachweisbare Unterschiede in der spektralen Verteilung. Die Abklingungskurve der Lumineszenzstrahlung ist die gleiche wie die im Lichte beobachtete, nur erstreckt sie sich, gemäß der größeren Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen, über eine längere Zeit [2]).

Zu den Lumineszenzvorgängen gehört auch die Sichtbarkeit der Strahlen für das menschliche Auge [3]). Der Lichteindruck, den man bei geschlossenen Lidern vor jedem intensiven Röntgenrohr wahrnimmt, ist nicht etwa durch ein Akkommodationsphosphen vorgetäuscht, sondern tatsächlich den Röntgenstrahlen zuzuschreiben. Denn der Lichteindruck bleibt bestehen, wenn man die akkommodierenden Muskeln durch Hämatropin lähmt, und außerdem ergibt die Einschaltung eines schattengebenden geraden Körpers, sei es ein Stab [4]), sei es ein Spalt [5]), eine dunkle bzw. helle Linie im Gesichtsfeld, die nach innen oder außen gekrümmt erscheint, je nachdem man den Stab dem inneren oder dem äußeren Augenwinkel nähert.

Der Nutzeffekt für den Energieumsatz der Röntgen- in sichtbare Lichtstrahlung ist von Rutherford und McClung untersucht. Die Röntgenenergie wird bolometrisch gemessen, die Lumineszenzenergie durch Vergleich mit der bekannten Energiekurve einer Hefnerlampe berechnet. Bariumplatincyanür sowie Calciumwolframat ergaben beide einen Nutzeffekt von 3,7 Proz., während E. Wiedemann [6]) bei Erregung der Fluoreszenz durch Licht 4 Proz. als Nutzeffekt gemessen hatte.

---

[1]) E. L. Nichols und E. Merritt, Phys. Rev. **21**, 247 (1905). — [2]) L. S. Mc Dowell, ebenda **30**, 474 (1910). — [3]) G. Brandes, Berl. Ber. 1896, S. 547. — [4]) E. Dorn, Wied. Ann. **64**, 620 (1898). — [5]) W. C. Röntgen, III. Mitteilung. — [6]) E. Wiedemann, Wied. Ann. **37**, 233.

Man kann die Lumineszenzhelligkeit direkt zu einer genäherten Messung der Röntgenenergie im absoluten Maße benutzen [1]). Sie ist nach Rutherford und Mc Clung

$$= 0{,}082 \frac{r_1^2}{r_2^2 A} \text{ cal},$$

wenn r_1 den Abstand des Leuchtschirmes, r_2 den einer Hefnerlampe vom Photometerwürfel bedeutet und A den absorbierten Bruchteil der Strahlung bezeichnet, für den Rutherford und Mc Clung bei ihrem Bariumplatincyanürschirm etwa 70 Proz. beobachteten.

Über den Mechanismus der Lumineszenzerregung lassen sich bisher keine experimentell begründeten Vorstellungen entwickeln. Nach Analogie mit dem Lichte handelt es sich bei dem Phosphoreszenzvorgange um recht verwickelte Erscheinungen. Dies zeigen die neuen erfolgreichen Arbeiten von Lenard und Klatt [2]), und wir wissen einstweilen über die Lumineszenz durch Röntgenstrahlen so gut wie nichts, obwohl es die Lumineszenz eines Platinsalzes war, durch die Röntgen im Jahre 1895 die Strahlen entdeckte.

---

[1]) A. Moffat, Phys. med. Soc. Erlangen **30**, 70 (1898); E. Rutherford und R. K. Mc Clung, Phys. Zeitschr. **2**, 53—55 (1900). — [2]) P. Lenard und V. Klatt, Ann. d. Phys. **15**, 225, 425, 633 (1904) und neuere Arbeiten.

Nachtrag.

Neuntes Kapitel.

Man kann alle bisher über die Röntgenstrahlen bekannten Tatsachen durch die Annahme elektromagnetischer Impulse zusammenfassend darstellen, ohne daß man über die Form des Impulswellenberges irgend welche nähere Kenntnis besitzt. Wir wissen nichts über die Gestalt des Impulses [1]), weil uns der zeitliche Verlauf der Verzögerung des emittierenden Elektrons unbekannt ist, und wir schließen lediglich aus dem verschiedenen Grade der Gültigkeit eines exponentiellen Absorptionsgesetzes, daß Impulse sehr verschiedenartiger Gestalt und Breite existieren. Eine periodische Beschleunigung der Elektronen im Inneren des Atomes, die dann gleichgebaute Impulse zwischen äquidistanten Kugelschalen, also mehr oder minder monochromatisches Licht sehr hoher Frequenz emittieren, ist von vornherein durchaus nicht von der Hand zu weisen, nur geben die Versuche über die Beugung der Röntgenstrahlen [2]) bisher keinen experimentellen Anhalt, daß auch nur ein Teil der Strahlung einer Platinantikathode periodischen Charakter besitzt. Auf der anderen Seite legt der einheitliche Absorptionskoeffizient der charakteristischen Strahlung die Annahme eines periodischen Vorganges nahe; wir haben in diesem Sinne bereits von Spektrallinien [3]) gesprochen und selbst die Eigenfrequenzen [4]) für verschiedene Atome zu berechnen versucht, haben aber trotzdem stets den Ausdruck „Impulsbreite“ statt „Wellenlänge“ beibehalten, denn zwingend ist der Schluß von einer Homogenität auf eine periodische Natur der charakteristischen Strahlung nicht. Man könnte auch einen sehr einheitlichen Absorptionskoeffizienten beobachten, wenn gleichgebaute unperiodische Impulse in beliebigem zeitlichen Abstand aufeinander folgen, wenn z. B. bei Anregung der charakteristischen Strahlung im Inneren des Atomes unperiodische, explosionsartige Vorgänge stattfinden, die unter

[1]) Vgl. S. 21. — [2]) Vgl. W. Rybczynski, Phys. Zeitschr. **15**, 708 (1912). — [3]) S. 80. — [4]) S. 131.

sich so gleichartig verlaufen, wie dies bei den radioaktiven Atomen der Fall sein muß, wenn sie ihre Elektronen bis zu derjenigen streng einheitlichen Geschwindigkeit beschleunigen, die wir an den homogenen β-Strahlen beobachten. Diese Analogie liegt um so näher, als die Erregung der charakteristischen Strahlung von einer selektiven Elektronenemission begleitet ist[1]).

Einen wirklichen Beweis, daß auch Röntgenstrahlen periodischen Charakter besitzen und monochromatische Schwingungen darstellen können, vermag man nur zu erbringen, wenn man an Röntgenstrahlen Interferenzerscheinungen nachweist.

Für Interferenzerscheinungen an irgend welchen gitterartigen Gebilden darf zur deutlichen Trennung der einzelnen Intensitätsmaxima die Gitterkonstante nicht erheblich größer sein als die Wellenlänge. Für Röntgenstrahlen eines technischen Entladungsrohres haben wir nach den Beugungsaufnahmen von Walter und Pohl, sowie nach der Anwendung des Planckschen Wirkungselementes als Größenordnung der Wellenlänge 10^{-9} cm zu erwarten, und daher wäre 10^{-8} cm ein geeigneter Wert für die Gitterkonstante. 10^{-8} cm ist die Größenordnung für den Abstand der Molekülzentra, und M. Laue[2]) ist ganz kürzlich auf den durch seine Einfachheit verblüffenden Gedanken gekommen, die regelmäßige Anordnung der Moleküle im Inneren eines Kristallraumgitters als Beugungsgitter für Röntgenstrahlen zu benutzen[3]). Fallen Röntgenstrahlen auf irgend einen beliebigen Körper, so werden seine Moleküle bzw. dessen Atome der Ausgangspunkt sekundärer Strahlen, seien es durch Streuung entstandene oder charakteristische. Sind es die Moleküle eines regulären Kristalles, auf den die Primärstrahlen senkrecht zu einer Seitenfläche einfallen, so können wir jede Schicht des Kristalles von der Dicke eines Moleküls in erster Annäherung als ein optisches Kreuzgitter auffassen, das uns in bekannter Weise Intensitätsmaxima auf zwei zueinander senkrechten Hyperbelscharen ergibt. In einem Kristallstück endlicher Dicke liegt eine große Zahl derartiger Kreuzgitter hintereinander, dadurch werden sich im allgemeinen Maxima und Minima der verschiedenen Kreuzgitter vernichten, aber in

[1]) S. 120—122. — [2]) Münch. Ber., S. 303—322 (1912). — [3]) Der Abstand der Molekülzentra schwankt infolge der Wärmeschwingungen bei Zimmertemperatur nur um einige Proz. (Vgl. F. A. Lindemann, Dissertation, Berlin 1911.)

Fig. 71.

Fig. 72.

bestimmten Richtungen relativ zum einfallenden Strahl werden sich die Maxima verstärken und punktförmige Lichter auf dunklem Grunde ergeben. Friedrich und Knipping haben auf Laues Veranlassung diesen Versuch angestellt. Sie haben in den Gang eines etwa 1 mm dicken Primärbündels eines technischen Rohres eine mittels eines Goniometers genau orientierte, 0,5 mm starke ZnS-Kristallplatte gebracht und senkrecht zum Primärbündel dahinter in etwa 40 mm Abstand eine photographische Platte. Auf dieser ergab sich nach mehrstündiger Exposition die Fig. 71, die in der oberen Hälfte der beigefügten Tafel reproduziert ist. Der schwarze zentrale Teil ist der durch photographische Irradiation stark verbreiterte Durchstoßpunkt der Primärstrahlen, und die schwarzen Punkte geben uns in der Sekundärstrahlung eine Interferenzfigur ganz erstaunlicher Schärfe, wie sie nur eine schon recht homogene periodische Schwingung erzeugen kann. Die Strahlen verliefen parallel einer vierzähligen Symmetrieachse, und dem entspricht eine vierfache Symmetrie des Interferenzsystems[1]). Mit einer Drehung des Kristalles um die Richtung des Primärbündels drehen sich die beiden senkrecht zueinander stehenden Symmetrieebenen mit. Ein Winkelfehler von 3^0 in der Orientierung des Kristalles genügt, um diese Symmetrie vollkommen zu vernichten. Verläuft das primäre Bündel in der Richtung einer dreizähligen Symmetrieachse, so zerfällt das Bild in drei symmetrische, je 120^0 umfassende Teile, wie die untere Fig. 72 der Tafel zeigt.

Absorptionsversuche bewiesen, daß die Interferenzpunkte wirklich von Röntgenstrahlen erzeugt werden. 3 mm dicke Al-Platten ergaben für den mittleren Absorptionsindex 3,8 cm^{-1}, und man sieht in der oberen Fig. 71 der Tafel im unteren Quadranten den Schatten eines viereckig geschnittenen Al-Bleches. Vom Härtegrad der Röhre hängt nicht die Lage, sondern nur die Intensität der Maxima ab. Kristalle von Kupfersulfat, Kochsalz und Diamant gaben ebenfalls Interferenzfiguren, und zwar der letztere mit dem wichtigen Unterschied, daß das interferierende Strahlenbündel nicht, wie beim ZnS in den Figuren ersichtlich ist, nur auf einen engen Strahlenkegel in Richtung der Primärstrahlen

[1]) Diese vierzählige Symmetrie ist ein sehr anschaulicher Beweis, daß das Raumgitter eine holoedrische Symmetrie besitzt, auch wenn der Kristall wie die ZnS hemiedrisch ist.

beschränkt ist, sondern nach allen Emissionsrichtungen Interferenzpunkte zu beobachten waren.

Soweit der vorläufige experimentelle Befund, der eindeutig beweist, daß es auch im Gebiete der Röntgenstrahlen weitgehend monochromatische, periodische Schwingungen gibt. Unter welchen Bedingungen diese periodischen Schwingungen entstehen, ist zurzeit noch nicht aufgeklärt[1]). Vielleicht oder sogar wahrscheinlich handelt es sich um die charakteristische Strahlung, die dann also neben dem weißen Röntgenlicht eines unperiodischen Bremsimpulses eine Röntgenspektrallinie darstellen würde. Ob diese periodische Strahlung schon in dem primären Bündel als charakteristische Strahlung der Platinantikathode enthalten ist[2]), oder erst als Sekundärstrahlung im Inneren der Kristallatome entsteht, ist ebenfalls noch ungewiß. Die Beschränkung der interferenzfähigen Emission auf einen engen, die Fortpflanzungsrichtung umhüllenden Kegel könnte für die erste Möglichkeit sprechen, nämlich daß die periodische Strahlung der Antikathode im Inneren des Kristalles in bekannter Weise dissymmetrisch zerstreut wird[3]). Dem widerspricht jedoch die Beobachtung am Diamant, doch bietet dieser auch der zweiten Erklärungsmöglichkeit, der Fluoreszenz der Kristallatome, Schwierigkeit, solange am Kohlenstoff keine charakteristische Strahlung mit dem Absorptionskoeffizienten

$$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = \text{etwa } 1{,}5\,\frac{\text{cm}^2}{g}$$

nachgewiesen ist. Hier muß man weitere Experimente abwarten.

Laue hat einstweilen versucht, die Erscheinungen der Interferenzfiguren quantitativ zu berechnen, falls sinusförmige Röntgenstrahlen in ein beliebiges triklines Kristallgitter hineinfallen und die Atome des Kristalles ebenfalls Sinuswellen emittieren. Das rechtwinkelige Koordinationssystem xyz habe seinen Mittelpunkt in dem zentralen Atom des durchstrahlten Kristalles. Die Längen und Winkel der Elementarparallelepipede seien nach Größe und Richtung durch die drei Vektoren a_1, a_2, a_3 dargestellt. Dann liegen die Mittelpunkte der einzelnen Atome an dem Ort:

---

[1]) Interessant sind in diesem Zusammenhang die Untersuchungen über die Erzeugung der optischen Spektralfarben durch die Spektralapparate bei Beleuchtung mit Impulsen weißen Lichtes. — [2]) Vgl. S. 39, 88, 99, 131. — [3]) Vgl. S. 65.

$$\left.\begin{aligned} x &= m\,a_{1x} + n\,a_{2x} + p\,a_{3x} \\ y &= m\,a_{1y} + n\,a_{2y} + p\,a_{3y} \\ z &= m\,a_{1z} + n\,a_{2z} + p\,a_{3z} \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (64)$$

wobei die ganzen Zahlen m, n, p zur Numerierung der Atome dienen.

Die von einem Atom ausgehende sinusförmig verlaufende elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}_r$ läßt sich in dem hinreichend weit entfernten Aufpunkt P im Abstand r darstellen als

$$\mathfrak{E}_r = \psi \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \cdots\cdots\cdots (65)$$

wenn $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und ψ eine Richtungsfunktion ist, die man in der Optik $= 1$ setzen darf, über die man bei der vergleichbaren Größe von Atom und Wellenlänge nichts Näheres aussagen kann. Da auch die einfallende Röntgenwelle sinusförmig angenommen wird, also räumlich in der Primärstrahlrichtung folgende Atome mit verschiedenen Phasen angeregt werden, so ist der obige Ausdruck (65) noch mit $e^{-ik(x\alpha_0 + y\beta_0 + z\gamma_0)}$ zu multiplizieren, wenn $\alpha_0\,\beta_0\,\gamma_0$ die Richtungskosinus der einfallenden Primärstrahlen bedeuten, und man findet daher am Aufpunkte P als Überlagerungseffekt der von sämtlichen Atomen ausgehenden Sinuswellen:

$$\mathfrak{E}_r = \Sigma\psi \frac{e^{-ik(r + x\alpha_0 + y\beta_0 + z\gamma_0)}}{r} \cdot \cdots\cdots (66)$$

Nun nehmen wir r groß gegen den Durchmesser des durchstrahlten Kristalles, vernachlässigen die Unterschiede in der Entfernung r der einzelnen Atome vom Aufpunkt, d. h. setzen im Nenner statt r die Entfernung R des Aufpunktes vom Kristallmittelpunkt, nehmen für ψ den Wert, welcher der Richtung $\alpha\beta\gamma$ des Aufpunktes entspricht, d. h. vernachlässigen die Richtungsunterschiede zwischen dem Aufpunkt und den einzelnen Atomen und benutzen für das r im Zähler die Näherung:

$$r = R - (x\alpha + y\beta + z\gamma).$$

Dann folgt aus (66):

$$\mathfrak{E}_R = \psi_{(\alpha,\beta)} \frac{e^{-ik.R}}{R} \Sigma\, e^{ik[x(\alpha-\alpha_0) + y(\beta-\beta_0) + z(\gamma-\gamma_0)]}$$

$$= \psi_{(\alpha,\beta)} \frac{e^{-ikR}}{R} \Sigma_m \Sigma_n \Sigma_p\, e^{i(mA + nB + pC)},$$

wo die Kürzungen:

$$\left.\begin{aligned} A &= k[a_{1x}(\alpha-\alpha_0)+a_{1y}(\beta-\beta_0)+a_{1z}(\gamma-\gamma_0)] \\ B &= k[a_{2x}(\alpha-\alpha_0)+a_{2y}(\beta-\beta_0)+a_{2z}(\gamma-\gamma_0)] \\ C &= k[a_{3x}(\alpha-\alpha_0)+a_{3y}(\beta-\beta_0)+a_{3z}(\gamma-\gamma_0)] \end{aligned}\right\} \cdot \quad (67)$$

eingesetzt sind.

Falls der durchstrahlte Teil des Kristalls von Ebenen begrenzt ist, die denen des Elementarparallelepipeds parallel verlaufen, so ist die Summation nach m von einer ganzen Zahl $+M$ bis zu $-M$ auszuführen und so analog nach n und p. Dann ergibt sich die Intensität der Schwingung im Aufpunkte vom Abstand R proportional zu

$$\left.\frac{|\psi_{(\alpha\beta)}|^2}{R^2}\,\frac{\sin^2 MA\,.\sin^2 .NB\,.\sin^2 NC}{\sin^2 {}^1/_2 A\,.\sin^2 {}^1/_2 B\sin^2 {}^1/_2 C}\right\} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad (68)$$

Jeder dieser Sinusbrüche erhält seinen größtmöglichen Wert, wenn sein Nenner verschwindet, also wenn h ganze Zahlen bedeuten:

$$\begin{aligned} A &= 2h_1\pi \\ B &= 2h_2\pi \\ C &= 2h_3\pi \end{aligned}$$

oder

$$\left.\begin{aligned} a_{1x}\alpha+a_{1y}\beta+a_{1z}\gamma &= h_1\lambda+a_{1x}\alpha_0+a_{1y}\beta_0+a_{1z}\gamma_0 \\ a_{2x}\alpha+a_{2y}\beta+a_{2z}\gamma &= h_2\lambda+a_{2x}\alpha_0+a_{2y}\beta_0+a_{2z}\gamma_0 \\ a_{3x}\alpha+a_{3y}\beta+a_{3z}\gamma &= h_3\lambda+a_{3x}\alpha_0+a_{3y}\beta_0+a_{3z}\gamma_0 \end{aligned}\right\} \cdot \quad (69)$$

Die linken Seiten sind gleich der Länge einer Parallelepipedkante, multipliziert mit dem Kosinus des Winkels zwischen ihr und der durch den Aufpunkt gehenden Richtung $\alpha\beta\gamma$. Jede der Gleichungen gibt somit Kreiskegel, deren Achsen mit der Richtung einer Kante zusammenfallen. Intensitätsmaxima sind nur in den Richtungen zu erwarten, in denen der Schnittpunkt zweier Kegel einem Kegel der dritten Schar naheliegt; nicht jeder Schnitt zweier Kegel ergibt ein Maximum wie beim Kreuzgitter, weil eben hier viele Kreuzgitter hintereinander liegen. Für den Fall, daß ein regulärer Kristall parallel den Achsen seines würfelförmigen Raumgitterelementenparallelepipeds durchstrahlt wird, können wir die drei gleich langen Kanten in die Richtung des Koordinatensystems legen, es wird:

$a_{1y}=a_{1z}=a_{2x}=a_{2z}=a_{3x}=a_{3y}=0$; $a_{1x}=a_{2y}=a_{3z}=a$,

ferner

$$\alpha_0 = \beta_0 = 0;\ \gamma_0 = 1,$$

und Gleichung (69) geht über in

$$\alpha = h_1 \frac{\lambda}{a};\ \beta = h_2 \frac{\lambda}{a};\ 1 - \gamma = h_3 \frac{\lambda}{a}.$$

Für eine Bildebene, die zur Primärstrahlrichtung senkrecht steht, sind die Kurven $\alpha = const$ und $\beta = const$ Hyperbeln, deren Achsen senkrecht zueinander stehen und deren Mittelpunkt im Durchstoßpunkt der primären Strahlen liegt. Wo sich zwei Hyperbeln schneiden, liegen die Maxima des Kreuzgitterspektrums einer Kristallplatte von der Dicke eines Atomdurchmessers. Aus der großen Zahl dieser Schnittpunkte greift nun aber bei der vorliegenden endlichen Hintereinanderlagerung vieler Kreuzgitter die Bedingung

$$1 - \gamma = const$$

Punkte heraus, die auf Kreisen liegen, deren Mittelpunkt der primäre Durchstoßpunkt ist, und damit haben wir nach Laue in seinen wesentlichen Zügen das Bild, das uns die Interferenzfiguren der Röntgenstrahlen in Fig. 71 bieten.

Die räumliche Beschränkung des interferenzfähigen Kegels ist vielleicht durch die unbekannte Richtungsfunktion ψ zu erklären, die hier zunächst vorläufig konstant gesetzt wurde.

Laue hat auch versucht, die in der Tafel reproduzierten Figuren an Hand der Gleichung (69) quantitativ zu berechnen, und hat nach einer neueren Mitteilung[1]) gefunden, daß man zu ihrer Erklärung fünf Wellenlängen:

$$\lambda_1 = 1{,}27 \cdot 10^{-9}\ \text{cm}$$
$$\lambda_2 = 1{,}90$$
$$\lambda_3 = 2{,}24$$
$$\lambda_4 = 3{,}55$$
$$\lambda_5 = 4{,}83$$

anzunehmen hat.

Durch den Nachweis der Interferenz muß es als sicher gelten, daß Röntgenstrahlen periodischen Charakter besitzen können; aber erst weitere Versuche werden zeigen, wann und in welchen Fällen unperiodisch gebremste Elektronen Impulse weißen Röntgenlichts

[1]) Münch. Ber., S. 363—373 (1912).

emittieren oder periodisch beschleunigte, schwingende Elektronen eine monochromatische Röntgenspektrallinie erzeugen.

Bisher kann man das elektromagnetische Spektrum mit Ausnahme von drei Oktaven [$\lambda =$ etwa $^1/_2$ [1]) bis etwa 4 mm] kontinuierlich von $\lambda = 100\,\mu\mu$ oder $\nu = 3.10^{15}\,\mathrm{sec}^{-1}$ bis zu Wellen von vielen Kilometern Länge verfolgen. Die Interferenzfähigkeit der Röntgenstrahlen beweist, daß auch Schwingungen von der Wellenlänge $\lambda = 0{,}01\,\mu\mu$ oder $\nu = 3.10^{19}\,\mathrm{sec}^{-1}$ existieren. Das ist gegenüber der kürzesten ultravioletten Lichtschwingung eine Erweiterung des elektromagnetischen Spektrums um 13 Oktaven, die sich wahrscheinlich noch vergrößern läßt, wenn Laue, Friedrich und Knipping ihre Versuche auch auf γ-Strahlen ausdehnen. Bestätigt sich, wenn auch nur formal, der Zusammenhang, den das Plancksche Wirkungselement zwischen Frequenz und Elektronengeschwindigkeit ergibt, so würde einer Strahlung von $100\,\mu\mu$ eine Geschwindigkeit des Elektrons von 12 Volt entsprechen; und es besteht berechtigte Hoffnung, das große Spektralgebiet zwischen $100\,\mu\mu$ und $0{,}01\,\mu\mu$ in absehbarer Zeit experimentell zu erforschen, wenngleich die Abnahme der Strahlungsenergie mit der vierten Potenz der Geschwindigkeit [2]) nicht unerhebliche Schwierigkeiten erwarten läßt.

---

[1]) H. Rubens und O. v. Baeyer, Berl. Ber. 1911. — [2]) S. 9.

Namenregister.

Abraham, M., 17, 20, 48, 49.
Adams, J. M., 4, 5, 39, 92, 93.
Alberti, E., 106.
Angerer, E., 2—5, 12, 116, 133.
Athanasiades, G., 146.
Ayres, T., 63—65.

v. Baeyer, O., 20, 84, 110, 116, 156.
Barkla, C. G., 43, 58—65, 67, 68, 71—74, 77—79, 81, 83, 85, 87, 94, 99, 100, 135, 139.
Baßler, E., 43—47, 55, 56, 105, 130.
Beatty, R. T., 80, 113, 117—119, 123, 135, 139.
Becker, A., 107.
Becquerel, H., 132.
Bedreag, C., 108.
Benoist, L., 58, 89, 91, 92, 100, 102.
Bestelmeyer, A., 106, 107.
Blondlot, M. P., 141, 142.
Blythswood 91.
Bois 4.
Bragg, W. H., 63, 88, 135.
Brandes, G., 147.
Brunhes, B., 12.
Bumstead, H. A., 4, 5.

Carter, E., 2, 3, 5—8, 11, 130.
Chapman, J. C, 79, 80, 89, 98, 99, 121, 122.
Collardeau, E., 12.
Cooksey, C. D., 114.
Crowther, J. A., 59—63, 65—68, 70, 71, 86, 87, 89, 132, 137, 138.

Danysz 84.
Dember, H., 9.
Dewar, J., 81.
Doppler 50.
Dorn, E., 2, 5, 105—108, 122, 147.
Drude, P., 22.

Eder 145.
Einstein, A., 126—129.
Eve, A. S., 132.

Fechner 32.
Fourier 18.
Franck, J., 140, 143, 144.
Friedrich, W., 42, 53, 54, 151, 156.

Gehrts, A., 110.
Gladstone, J. H., 90.
Glaßon, J. L., 63, 79, 88.
Gouy 22.
Gowdy, R. E., 108.
Guest, E. D., 79.
Guillaume, C. E., 13.
Guilleminot, H., 58.

Haga, H., 24—26, 32, 47, 73.
Hahn, K., 108, 120.
Hahn, O., 84.
Ham, W. R., 15, 43, 50, 88, 93.
Helmholtz, H., 22.
de Hemptinne 140.
Herweg, J., 47, 48, 52, 73, 123, 133.
Hilbert, W., 90.
Holtsmark, G., 23, 90—92, 100, 116.
Holzknecht, G., 145.
Humphreys, W. J., 90.
Hurmucescu 108.

Innes, P. D., 107, 108, 115.

Kaufmann, W., 10.
Kaye, G. W. C., 10, 14, 99.
Ketteler 22.
Klatt, V., 148.
Knipping, P., 151, 156.
Koch, P. P., 33, 36.

Ladenburg, E., 110, 112.
Laub, J., 108—111, 114—116, 122.
Laue, M., 150—156.
Leithäuser, G. E., 112.
Lenard, P., 38, 62, 91, 117, 148.
v. Lieben, R., 108, 122.
Lindemann, Ch. L., 105.

Lindemann, F. A., 105, 126, 150.
Lüppo-Cramer 145.
Luther, R., 145.

Malagoli, R., 90.
Maltézos, G., 22.
Marchant, E. W., 91.
Marx, E., 141—144.
Mc Clung, R. K., 2, 3, 5, 89, 90, 132, 139, 147, 148.
Mc Dowell, L. S., 147.
Mc Intosh, D., 91.
Meitner, L., 84.
Merritt, E., 147.
Miller, F. C., 50.
Millikan, R. A., 91, 107.
Moffat, A., 148.
More, E. J., 91.
More, L. T., 108.
Morize, H., 12.
Moulin, M., 139.

Nichols, E. L., 147.

Owen, E. A., 63—65, 71.

Paalzow 3.
Perrin, J., 132, 137.
Piper, S. J., 121.
Planck, M., 127, 128—131, 156.
Pohl, R., 13, 17, 25, 26, 28, 32, 33, 36, 110, 117, 126, 129, 143, 144, 150.
Porter, H. J., 135.
Pringsheim, P., 117, 126.

Radebolt, W., 146.
Raveau, C., 22.
Richarz, F., 134.
Ries, Chr., 146.
Righi, A., 108.
Roiti, A., 10, 12, 58.
Röntgen, W. C., 1, 10, 13, 16, 39, 58, 91, 103, 105, 132, 140, 147, 148.
Rubens, H., 3, 156.
Rutherford, E., 2, 3, 5, 89, 90, 139, 147, 148.
Rybczynski, W., 149.

Sadler, C. A., 58, 60, 68, 73, 74, 76, 77, 81, 83—85, 87, 94, 104, 118, 119.
Sagnac, G., 58, 105.
Schöps, K., 2, 5.
Schuhknecht, P., 146.
Seitz, W., 6, 7, 16, 40, 78, 81, 103, 104, 111, 112, 114, 115, 130.
Simons, L., 135, 139.
Sommerfeld A., 30, 36, 46, 48, 54, 55, 57, 129.
Stark, J., 42, 128.
Starke, H., 140.
Steven, A. J., '104.
Stokes, G. G., 17, 84.
Straubel, R., 146.

Thomson, J. J., 4, 17, 20, 69, 70, 72, 120, 124, 126, 132, 140.
Tool, A., 112, 116.
Townsend, J. S., 140.
Trenkle, W., 9.
Trouton, Fr. T., 12.

Uschkoff 145.

Vegard, L., 43, 44, 46, 47, 119.
Villard, P., 145.

v. d. Waals jr. 22.
Waddell, J., 91.
Walter, B., 6, 13, 18, 19, 22, 25, 26, 32, 33, 36, 58, 90, 102—105, 129, 145, 150.
Warburg, E., 140.
Wehnelt, A., 9, 102, 103.
Westphal, W. H., 140.
Whiddington, R., 9, 11, 20, 39, 74, 75, 80, 82—84, 95, 121, 131.
Wiechert, E., 17.
Wiedemann, E., 147.
Wien, W., 2, 5, 6, 41, 124, 126, 128.
Wilson, C. T. R., 134, 135.
Wilson, W., 20.
Wind, C. H., 19, 25, 26, 28, 32.
Winkelmann, A., 146.
Wood, R. W., 84.

Sachregister.

Absorption von Kathodenstrahlen und Dichte 91.
— und Geschwindigkeit 107.
— in der Antikathode 13, 38.
Absorption der Röntgenstrahlen als additive Atomeigenschaft 90.
— und Aggregatzustand 90.
— charakteristischer Strahlen 78.
— und Dichte 89.
— in der Glaswand technischer Rohre 6, 105.
— und optische Kristallachsen 90.
— eines primären Strahlengemisches 40.
— und Spannung 91.
— und Temperatur 90.
Absorption, quantenhafte 127 ff.
—, selektive, des Lichtes 98.
— der Röntgenstrahlen und Atomgewicht 92 ff.
— — und charakteristische Strahlung 98 ff.
— — und selektive Elektronenemission 120.
— — u. technische Härteskalen 102.
Absorptionskoeffizient als Maß der Impulsbreite 39, 41, 95 ff.
— und Metalloptik 23.
— der sekundären Elektronen 114.
Aktinometerflüssigkeit, Edersche 145.
Antikathode 1.
—, Absorption der Strahlen in der 13, 14.
— aus Aluminium 74, 76.
Antikathode aus Blei 15.
—, drehbare 51.
—, Eindringungstiefe der Elektronen in die 15.
— für hohe Strahlungsdichten 16.
— aus Kohle 42, 47, 123.
— aus verschiedenen Materialien 10, 74.
—, wassergekühlte 6, 16.
— aus zerstäubtem Platin 55.
Atom-Durchmesser 22.
—, Feld im Inneren des 21.
—, Wärmeschwingungen des 150.
—, Zahl der Elektronen im 70.
Atomgewicht und Emission der Antikathode 10 f.
— und Emission sekundärer Elektronen 115.
— des Nickels 81, 83, 94, 120.
— und selektive Absorption 92, 93, 96, 101.
— und Spektrum der charakteristischen Strahlung 76, 80, 82.
— und Zerstreuung der Primärstrahlen 58, 62.
Atomvolumen und lichtelektrische Eigenfrequenz 117.
— und charakteristische Röntgenstrahlen 131.
Atomzerfall 82.

Bariumplatincyanür, Fluoreszenz des 148.
—, Spektrum 146.
—, Nutzeffekt 148.

Belastung eines Röntgenrohres, maximale, bei Dauerbetrieb 13.
Beugungsbild eines keilförmigen Spaltes für einen Impuls 30—32.
— für periodische Strahlung 24.
—, Ausmessung des 28—30.
—, Niveaulinien im 31.
—, Photometrische Querschnitte des 34.
— für Überlagerung von Impuls und Welle 150.
Bolometer 3.
Brechungsindex der Röntgenstrahlen, Grenzwert für den 22.
Bremsweg der Elektronen 28.
Bremszeit der Elektronen 17.
— und Antikathodenmaterial 131.
— und Geschwindigkeit 120.
— und Wirkungselement 30.

Calciumoxyd-Kathoden für sehr weiche Röntgenstrahlen 9.
Charakteristische Strahlung 74.
— und Absorption 98 ff.
— und Aggregatzustand 79.
— der Antikathode 39, 88, 99, 131.
— und Atomgewicht 76, 80 ff.
— und Atomvolumen 131.
— und chemische Bindung 79.
— und elektrisches Leitvermögen 83.
—, Emissionskoeffizient für die 82.
— und Ermüdung 88.
— und Fluoreszenzgesetz 84.
— und Grenzgeschwindigkeit der primären Elektronen 74 ff.
—, Homogenität der 78.
—, Intensitätsverhältnis der, zur zerstreuten Strahlung 86.
— und magnetische Permeabilität 83.
—, Spektrallinien und Banden der 79, 81, 152.
— und selektive Elektronenemission 120.
— und Temperatur 83.
—, Verteilung der 77.
— und Wertigkeit 79.
Charakteristische Strahlung und Wirkungselement 131.
Claydeneffekt 145.

Diffusion, photographische 26, 28, 36.
Dispersionsformel, optische 22.
Dissymmetrische Emission der gerichteten Röntgenstrahlung 48 ff.
— der lichtelektrischen Elektronen 122.
— der sekundären Elektronen 122, 123.
— der zerstreuten Strahlung 63 ff., 71 ff., 152.
Dopplereffekt der gerichteten Röntgenstrahlung 41, 50.
Durchlässigkeit, selektive, für die charakteristische Eigenstrahlung 98, 100.

Eigenfrequenzen der charakteristischen Röntgenstrahlen 84, 131, 156.
— des selektiven Photoeffekts 126.
Eigenstrahlung = charakteristische Strahlung.
Eindringungstiefe der Elektronen in die Antikathode 15, 20, 22, 130.
Elektrische Feldstärke, mittlere, im Röntgenimpuls 125.
— und Geschwindigkeit der ausgelösten Elektronen 125.
—, Orientierung der, am technischen Rohre 43.
Elektrisches Elementarquantum 17, 70.
Elektronenemission durch Licht, Dissymmetrie der 122.
—, Geschwindigkeit bei der 110, 128.
—, selektive 117, 126.
— und Wirkungselement 127.
—, Zahl der Elektronen und Wellenlänge bei der 117.
Elektronenemission durch Röntgenstrahlen 105.
— und Aggregatzustand 117.
—, Demonstrationsversuch der 108.

Elektronenemission, Dissymmetrie der 122, 123.
—, Emissionskoeffizient für die 118.
— zur Energiemessung 116.
—, Ermüdung der 108.
— in Gasen 133.
— in Gasen und im Magnetfeld 134.
— und Ionisation 132.
—, Mechanismus der 121, 124, 150.
— und Orientierung des elektrischen Vektors 122.
—, Schußkanäle in Gasen bei der 134.
—, selektive, und selektive Absorption 120.
— von den Wänden bei der Ionisation 132.
Emission der Antikathode und Material 10, 11.
— und Spannung 9.
Emission, quantenhafte 127 ff.
Emissionsdauer eines technischen Rohres 12.
Emissionskoeffizient für charakteristische Strahlung 82.
— für Elektronen 120.
Energie der Kathodenstrahlen 6.
— eines Röntgenimpulses 125.
— der Strahlung pro Entladungsschlag 5.
— —, Meßmethoden 1.
— — und Elektronengeschwindigkeit 9, 130, 156.
Ermüdung der Elektronenemission 108.
— der Sekundärstrahlungen 88, 89.

Fluoreszenz siehe Lumineszenz.
Fluoreszenz und Absorption 91.
Fluoreszenzstrahlung = charakteristische Strahlung.
Frequenz der Röntgenspektrallinien 131, 156.
Fresnelsche Zone 32.

Gase, charakteristische Strahlung der 87.
—, Ionisation durch Elektronen 132.
— —, durch Röntgenstrahlen 133.
Gase, Zerstreuungsvermögen der 61, 68.
Gerichtete Röntgenstrahlung 37 f.
— und Antikathodenmaterial 131.
—, Dopplereffekt der 41.
—, Polarisation der 43 f.
—, Verteilung der 48 f.
Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen und Entladungsspannung 8.
— lichtelektrischer Elektronen 110, 128.
—, maximale, der sekundären Elektronen 108, 109, 114, 115.
—, mittlere, der sekundären Elektronen 113.
— der Röntgenstrahlen 141.
Glaswand der technischen Röntgenrohre 42, 105.
— aus Lithiumglas 105.
Glimmentladung, Auslösung der 140.
Grenzgeschwindigkeit zur Erregung der charakteristischen Strahlung 76.

Härtegrad, mittlerer, Vergrößerung durch Filter 103.
—, Verkleinerung durch Filter 104.
Härteskalen, technische, nach Benoist, Walter und Wehnelt 102, 103.
Homogene Kathodenstrahlen 39, 74, 92.
Homogene Strahlung einer Antikathode 40.
Homogenität der charakteristischen Strahlung 78.

Impuls 18.
—, Gestalt des Wellenberges eines 21, 150.
—, Beugung eines 30 f.
Impulsbreite 18.
—, Abhängigkeit der, vom Emissionswinkel 41—42.
—, Berechnung der, aus der Strahlungsenergie 21.
— der charakteristischen Strahlung und Atomgewicht 82.

Impulsbreite, Grenzwert der, aus Beugungsversuchen 37.
—, vorläufiges Maß für die 39, 41, 73, 95.
— und Wirkungselement 128 ff.
Inhomogenität der Antikathodenstrahlung bei homogenen Kathodenstrahlen 39.
— bei inhomogenen Kathodenstrahlen 40.
Interferenz der Röntgenstrahlen 150 ff.
Ionen, mehrfach geladene 140.
— und Nebelbildung 134.
Ionisation durch Elektronen 132.
—, Oberflächen- 132.
— — durch Röntgenstrahlen 133.
— und bolometrisch gemessene Energie 133.
— fester Körper 140.
— von Gasen und Druck 136.
— im Magnetfeld 134.
—, Mechanismus der 135.
— und chemische Bindung 138.
— und Sekundärstrahlung 136.

Kern- und Halbschatten 19, 26 ff., 72.
Kontrastwirkung 25.
Kreuzgitter 150, 155.
Kristallachsen und Absorption 90.
— und Interferenz 151.

Leistung eines technischen Rohres 12, 16.
Lichtelektrische Elektronen zur Erzeugung weicher Röntgenstrahlen 9.
Lichtelektrischer Effekt, normaler 109, 117.
—, selektiver 117, 126.
Lithiumglas 105.
Luft-Thermometer 2.
Lumineszenz 146.
—, Nutzeffekt der 148.
—, Spektra der 147.

Magnetfeld, Ionisation im 134.
—, Röntgenstrahlen im 19.
Magnetfeld und Zerstreuung 66.
Magnetisches Spektrum von β-Strahlen 84.
— von Kathodenstrahlen 39, 74, 92.
— von sekundären Elektronen 107.
Mangan, Abscheidung des, aus Glas 145.

N-Strahlen 142.
Netzhaut, Fluoreszenz der 147.
Nickel, Atomgewicht des 81, 83, 94, 120.
Nutzeffekt der Fluoreszenz 147.
— der Röntgenstrahlerzeugung und Elektronengeschwindigkeit 6—7.
— und Antikathodenmaterial 10—11.

Oberflächenionisation 132.
Oberflächenstruktur und Elektronenemission 108, 122.

Partialentladungen der Induktorien 12.
Periodische Röntgenwellen 150, 155.
Photographische Platte für Röntgenaufnahmen 145.
—, Zerstäubung des Kornes der 145.
—, Diffusion in der 26, 28, 36, 151.
Photographischer Nachweis der Interferenz 151.
— sehr weicher Röntgenstrahlen 9.
— sekundärer Elektronen 107.
— der Polarisation 47, 73.
Polarisation, partielle, und Antikathodenmaterial 45, 87.
—, elektroskopischer Nachweis der 43.
— und Emissionswinkel 47, 56.
— und Metallfilter 46, 88.
—, photographischer Nachweis der 47.
— und Spannung 45.
—, totale, der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlen 72, 73.

Radiometer 4.
Radiomikrometer 4.
Raumgitter 151.

Sektor, rotierender 12.
Sekundärstrahlen, charakteristische, siehe Charakteristische.
—, durch Streuung entstandene, der Gase 61.
— — und Einfluß des Materials 66.
— —, totale Polarisation der 72 ff.
— — und Spannung 66.
— —, Verteilung um die Strahlenquelle 63—65.
— — und Härte der Primärstrahlen 59—60.
Sichtbarkeit der Röntgenstrahlen 147.
Solarkonstante 13, 16.
Spalt, keilförmiger, für Beugung 28.
Spektrum, elektromagnetisches 156.
Strahlung eines geradlinig gleichförmig gebremsten Elektrons 17, 20.
— eines rotierenden Elektrons 126.
Strombelastung eines technischen Rohres 13, 125.

Täuschung, optische, nach Mach und Wind 19.
Thermosäule 2.
Transversalität der Emission 38, 51 f.

Ungerichtete Strahlung, Komponenten der 39 f., 88, 131.
— und Spannung 45 f., 50—52.

Verteilung der gerichteten Strahlung, berechnet bei momentaner Bremsung 48.
— — —, berechnet bei allmählicher Bremsung 49.
— — —, gemessen für kleine Elektronengeschwindigkeiten 51.
Verteilung der gerichteten Strahlen, gemessen für große Elektronengeschwindigkeiten 52 f.
— — —, berechnet aus dem Betrage der partiellen Polarisation 56 f.
Verteilung der Gesamtstrahlung um die Antikathode 13, 14, 50, 52.
Verteilung sekundärer Elektronen 123.
Verzögerung der selbständigen Gasentladung 141.

Wärmeschwingungen der Atome 151.
Wasserstoff, Ausnahmestellung des 62.
Wellenberg, Form des 21, 150.
Wellenfläche, Struktur der 125, 126.
Wellenlänge der periodischen Röntgenstrahlung durch Beugung 30.
— — — durch Interferenz 155.
Wirkungselement, Plancksches, und Absorption der Röntgenstrahlen 128.
— und charakteristische Strahlung 131.
— und Emission der Antikathode 130.
— und lichtelektrische Erscheinungen 127.

Zahl der Elektronen im Atom 70.
Zerstäubung des photographischen Kornes 145.
Zerstreuung der Primärstrahlen unter verschiedenen Emissionswinkeln 63 f.
— im elektrischen Feld 66.
— im Magnetfeld 66.
—, Mechanismus der 69.
Zerstreuungskoeffizient, absoluter 68.
—, relativer 67.
— und Absorptionskoeffizient 68.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Einzeldarstellungen

Die Entwicklung der einzelnen Wissenschaften zu verfolgen wird nur dann möglich sein, wenn in nicht zu langen Zwischenräumen übersichtliche Darstellungen über begrenzte Teile derselben erscheinen. Dadurch wird auch dem Spezialforscher ein Einblick in Nebengebiete eröffnet. Diesem Zwecke dienend, also nicht populär im gewöhnlichen Sinne des Wortes, entnehmen die Einzeldarstellungen der „Wissenschaft" ihren Stoff der Mathematik, den anorganischen und den organischen Naturwissenschaften und deren Anwendungen; auch Biographien von großen Gelehrten und historische Darstellungen einzelner Zeiträume hat sich die unter besonderer Mitwirkung von Prof. Dr. Gilhard Wiedemann-Erlangen erscheinende Sammlung zum Ziel gesetzt.

∴ Durch sämtliche Buchhandlungen zu beziehen ∴

15000. 12. 11.

Verzeichnis der Mitarbeiter

Dr. **Otto Freiherr von und zu Aufsess**, München	Heft	4
Prof. Dr. **K. Baedeker**, Jena	„	35
Prof. Dr. **H. Baumhauer**, Freiburg i. Schweiz	„	7
Prof. **V. Bjerknes**, Christiania	„	28
Mme. **S. Curie**, Paris	„	1
Prof. Dr. **B. Dessau**, Perugia	„	33
Prof. Dr. **C. Doelter**, Graz	„	13
Prof. Dr. **B. Donath**, Charlottenburg	„	14
Dr. **Wilh. R. Eckardt**, Aachen	„	31
Privatdozent Dr. **Edwin S. Faust**, Straßburg	„	9
Prof. Dr. **Otto Fischer**, Leipzig	„	18
Dr. **Otto Frölich**, Berlin	„	5
Privatdozent Dr. **E. Gehrcke**, Berlin	„	17
Prof. Dr. **F. E. Geinitz**, Rostock	„	16
Prof. Dr. **Josef Ritter von Geitler**, Czernowitz	„	6
Prof. Dr. **Sigm. Günther**, München	„	37
Prof. Dr. **Hermann Gutzmann**, Berlin	„	29
Prof. Dr. **G. Jäger**, Wien	„	12
Prof. Dr. **Albert Jesionek**, Gießen	„	32
Dr. phil. **Walter von Knebel**, Groß-Lichterfelde (†)	„	15
Prof. Dr. **Hermann Kobold**, Kiel	„	11
Prof. Dr. **Edm. König**, Sondershausen	„	22
Prof. Dr. **J. P. Kuenen**, Leiden	„	20
Prof. Dr. **A. Lampa**, Prag	„	42
Privatdozent Dr. **M. Laue**, München	„	38
Privatdozent Dr. **G. F. Lipps**, Leipzig	„	10
Sir **Oliver Lodge**, Birmingham	„	41
Prof. **H. Mache**, Wien	„	30
Prof. Dr. **Joh. Bapt. Messerschmitt**, München	„	27
Aloys Müller, Bonn	„	39
Dr. **Rob. Pohl**, Berlin	„	34
Prof. **E. Rutherford**, Montreal	„	21
Privatdozent Dr. **Otto Sackur**, Breslau	„	24
Prof. Dr. **K. Scheel**, Berlin	„	36
Ingenieur **Fritz Schmidt**, Berlin	„	40
Prof. Dr. **G. C. Schmidt**, Königsberg	„	2
Prof. Dr. **Julius Schmidt**, Stuttgart	„	23
Prof. **E. v. Schweidler**, Wien	„	30
Prof. Dr. **J. J. Thomson**, Cambridge	„	3
	„	25
Dr. **P. Vageler**, Königsberg i. Pr.	„	26
Prof. Dr. **A. Wangerin**, Halle a. S.	„	19
Prof. Dr. **A. Werner**, Zürich	„	8

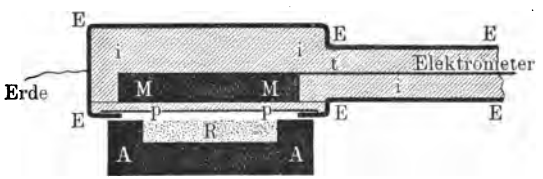
(Weitere Hefte in Vorbereitung)

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 1

Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen

Von Mme. S. Curie. Übersetzt und mit Literatur-Ergänzungen versehen von W. Kaufmann. Dritte Auflage. Mit 14 Abbildungen. VIII, 132 S. 1904. Geh. M 3.—, geb. M 3.80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. — 1. Kapitel. Radioaktivität des Urans und Thors. Radioaktive Mineralien. a) Becquerelstrahlen; b) Messung der Strahlungsintensität; c) Radioaktivität der Uran- und Thorverbindungen; d) Ist die Radioaktivität der Atome ein allgemeines Phänomen? e) Radioaktive Mineralien. — 2. Kapitel. Die neuen radioaktiven Substanzen. a) Untersuchungsmethoden; b) Polonium, Radium, Aktinium; c) Spektrum des Radiums; d) Abscheidung der neuen radioaktiven Substanzen; e) Polonium; f) Herstellung des reinen Radiumchlorids; g) Bestimmung des Atomgewichtes des Radiums; h) Eigenschaften der Radiumsalze; i) Fraktionierung gewöhnlichen Baryumchlorids. — 3. Kapitel. Strahlung der neuen radioaktiven Substanzen. a) Methoden zur Untersuchung der Strahlen; b) Energie der Strahlung; c) Zusammengesetzte Natur der Strahlung; d) Wirkung des Magnetfeldes; e) Ablenkbare β-Strahlen; f) Ladung der ablenkbaren Strahlen; g) Wirkung des elektrischen Feldes auf die ablenkbaren β-Strahlen des Radiums; h) Verhältnis von Ladung zur Masse eines vom Radium emittierten negativ geladenen Teilchens; i) Wirkung des Magnetfeldes auf die α-Strahlen; k) Wirkung des Magnetfeldes auf die Strahlen anderer radioaktiver Substanzen; l) Verhältnis der ablenkbaren β-Strahlen in der Radiumstrahlung; m) Durchdringungsvermögen der Strahlung der radioaktiven Substanzen; n) Ionisierende Wirkung der Radiumstrahlen auf isolierende Flüssigkeiten; o) Verschiedene Wirkungen und Anwendungen der ionisierenden Wirkung der Strahlung radioaktiver Körper; p) Fluoreszenz- und Lichtwirkungen; q) Entwickelung von Wärme durch Radiumsalze; r) Chemische Wirkungen der neuen radioaktiven Substanzen. Färbungen; s) Gasentwickelung in Gegenwart von Radiumsalzen; t) Entstehung von Thermolumineszenz; u) Radiographien; v) Physiologische Wirkungen; w) Wirkung der Temperatur auf die Strahlung. — 4. Kapitel. Induzierte Radioaktivität. a) Mitteilung der Radioaktivität an ursprünglich inaktive Substanzen; b) Aktivierung in geschlossenem Gefäß; c) Rolle der Gase bei den Erscheinungen der induzierten Radioaktivität. Emanation; d) Entaktivierung fester aktivierter Körper in freier Luft; e) Entaktivierung in geschlossenem Gefäß; Zerstörungsgeschwindigkeit der Emanation; f) Natur der Emanation; g) Änderung der Aktivität aktivierter Flüssigkeiten und radiumhaltiger Lösungen; h) Theorie der Radioaktivität; i) Andere Form induzierter Radioaktivität; k) Langsam entstehende induzierte Radioaktivität; l) Induzierte Radioaktivität auf mit Radium zusammen gelösten Substanzen; m) Zerstreuung radioaktiven Staubes und induzierte Aktivität des Laboratoriums; n) Aktivierung ohne Mitwirkung radioaktiver Substanzen; o) Änderung der Aktivität radioaktiver Körper; Wirkung der Auflösung; p) Änderung der Aktivität radioaktiver Körper; Wirkung der Erhitzung; q) Theoretische Deutung der Aktivitätsänderungen der Radiumsalze durch Auflösung oder Erhitzung. — 5. Kapitel. Natur und Ursache der Erscheinungen der Radioaktivität.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 2

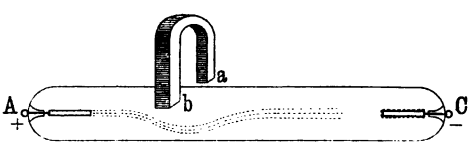
Die Kathodenstrahlen

Von Dr. G. C. Schmidt, a. o. Prof. der Physik an der Universität Königsberg. Zweite verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 50 Abbildungen. VII, 127 S. 1907. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. 1. Kapitel. Das Wesen des Lichtes. Der Äther. — 2. Kapitel. Neuere Ansichten über die Leitung der Elektrizität durch Elektrolyte. — 3. Kapitel. Apparate zur Erzeugung von Kathodenstrahlen. — 4. Kapitel. Die Entladung in verdünnten Gasen. Die Kathodenstrahlen. — 5. Kapitel. Ältere Theorien über den Entladungsvorgang. — 6. Kapitel. Ladung der Kathodenstrahlen. — 7. Kapitel. Potentialgradienten und Kathodenfall in Entladungsröhren. — 8. Kapitel. Kathodenstrahlen im elektrostatischen Felde. — 9. Kapitel. Kathodenstrahlen im magnetischen Felde. — 10. Kapitel. Energie und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. — 11. Kapitel. Zeeman-Effekt. — 12. Kapitel. Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprungs. — 13. Kapitel. Bestimmung von e und m. — 14. Kapitel. Scheinbare Masse. — 15. Kapitel. Fluoreszenzerregung und chemische Wirkung der Kathodenstrahlen. — 16. Kapitel. Reflexion, Absorption, Spektrum und Bahn der Kathodenstrahlen in einer Entladungsröhre. — 17. Kapitel. Kanalstrahlen. — 18. Kapitel. Schluß. — Literaturübersicht.

Aus den Besprechungen.

Allgemeines Literaturblatt. „Die Aufklärungen über das scheinbar so rätselhafte Verhalten der radioaktiven Substanzen sind vom Verfasser in ausnehmend interessanter und instruktiver Weise dargelegt und dürfen wohl das weiteste Interesse für sich in Anspruch nehmen. Die atomistische Theorie der Elektrizität, welche endlich verspricht, einen Einblick in das Wesen der elektrischen Erscheinungen zu geben und die Frage zu beantworten, deren Lösung jahrhundertelang unmöglich schien: Was ist Elektrizität? basiert auf der Untersuchung der Kathodenstrahlen. Das für weitere Kreise verständlich geschriebene Buch kann wärmstens empfohlen werden. Die Behandlung des Themas ist einfach und gründlich; besonders ist auch die Beigabe einer großen Anzahl höchst klarer, schematischer Zeichnungen zu loben, welche die textliche Klarheit des Buches noch bedeutend erhöhen."



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 3

Elektrizität und Materie

Von Dr. J. J. Thomson, Mitglied der Royal Society, Professor der Experimentalphysik an der Universität in Cambridge. Autorisierte Übersetzung von G. Siebert. Zweite verbesserte Auflage. Mit 21 Abbildungen. VIII, 116 S. 1909. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Darstellung des elektrischen Feldes durch Kraftlinien. — 2. Kapitel. Elektrische und gebundene Masse. — 3. Kapitel. Wirkungen der Beschleunigung der Faradayschen Röhren. — 4. Kapitel. Die atomistische Struktur der Elektrizität. — 5. Kapitel. Konstitution des Atoms. — 6. Kapitel. Radioaktivität und radioaktive Substanzen. 7. Kapitel. Materie und Äther.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „Eine Reihe geistvoller Vorträge, in welchen die Bedeutung der neuen Fortschritte in der Elektrizitätslehre für unsere Ansichten über die Konstitution der Materie und die Natur der Elektrizität erörtert wird. Ihre Bedeutung liegt vor allem darin, daß sie eine auch weiteren Kreisen verständliche Verbindung zwischen den Maxwell-Faradayschen Vorstellungen und der modernen Elektronentheorie darstellen und dabei gleichzeitig des berühmten Verfassers eigene Anschauungen über den Aufbau der Atome entwickeln, wobei die radioaktiven Elemente eine besonders eingehende Besprechung erfahren. Die Ausführungen enthalten nur vereinzelte mathematische Ableitungen und können jedem Studierenden empfohlen werden."

Chemiker-Zeitung. ... „Zu der Entwickelung der Elektronik, dieser neuen Disziplin der Physik, hat kaum jemand mehr beigetragen als J. J. Thomson... Es ist deshalb mit besonderer Freude zu begrüßen, daß dieser bahnbrechende Forscher es unternommen hat, seine „Ansichten über die Natur der Elektrizität, über die Vorgänge, welche im elektrischen Felde stattfinden, und über den Zusammenhang zwischen elektrischer und gewöhnlicher Materie" in einer so anschaulichen und anregenden Weise darzulegen, daß jeder Naturwissenschaftler, nicht nur der Physiker, das Buch verstehen kann und durch die Lektüre reichen Genuß und Gewinn haben wird. ... Für den Physiker, speziell für den Lehrer der Physik, eine Fundgrube anschaulicher Darstellungen und Gedankengänge. Für den Nichtphysiker eine Anleitung, nicht mühelos, aber doch ohne das schwere Rüstzeug der höheren Mathematik, sich einen Einblick zu verschaffen in die Überlegungen, welche aus den Untersuchungen über Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radioaktivität zu dem Begriffe des Elektrons, des Atoms der Elektrizität, geführt haben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 4

Die physikalischen Eigenschaften der Seen

Von Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess,
Assistent für Physik a. d. Kgl. techn. Hochschule in München.

Mit 36 Abbildungen. X, 120 S. 1905. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. Vorbemerkungen: Die Oberfläche eines Sees als Teil der Erdoberfläche. Dichte des Wassers. Hydrostatischer Druck. Kompressibilität des Wassers. — Erster Teil. Mechanik. 1. Fortschreitende Wellen. 2. Stehende Wellen (Seiches). 3. Strömungen. — Zweiter Teil: Akustik. 1. Fortpflanzung des Schalles im Wasser. 2. Fortpflanzung des Schalles an der Oberfläche eines Sees. — Dritter Teil: Optik. 1. Durchsichtigkeit des Seewassers: A. Bestimmung der Durchsichtigkeit durch Versenken eines Gegenstandes; B. Bestimmung der Durchsichtigkeit durch Aufsuchen der Lichtgrenze im See. 2. Erscheinungen der Reflexion, Brechung und Farbenzerstreuung: A. Allgemeine Gesetze; B. Reflexionserscheinungen; C. Brechungserscheinungen; D. Dispersionserscheinungen. 3. Selektive Absorption des Lichtes im Seewasser: A. Allgemeine Theorie; B. Lichtabsorption im Wasser. 4. Polarisation des Lichtes im Wasser. 5. Die Farbe der Seen. — Vierter Teil: Thermik. 1. Thermometrie: A. Allgemeine Thermometrie; B. Spezielle Thermometrie: Oberflächentemperaturen; Tiefentemperaturen; Eisverhältnisse. 2. Kalorimetrie. Schlußbemerkung. Literaturverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Blätter für höheres Schulwesen. „Die Darstellung ist ganz elementar und sehr klar gehalten. Der Inhalt gliedert sich naturgemäß in die Mechanik, Akustik, Optik und Thermik der physikalischen See-Erscheinungen. Besonders interessant sind die Untersuchungen über den so viel diskutierten Grund der Verschiedenfarbigkeit der Seen. Die Erscheinungen des Wasserschattens werden mit dem Brockengespenst in zutreffende Parallele gestellt. Aber von dem allergrößten Interesse sind S. 63 ff. die Ausführungen über die Brechungserscheinungen beim Übergange des Lichtes von Wasser in Luft. Es wird hier ganz elementar nachgewiesen, wie relativ und einseitig unsere Erkenntnis der Dinge ist. Wir sehen alle Gegenstände nur durch das Medium Luft, ein Wasserbewohner sieht dieselben Gegenstände durch das Medium Wasser ganz anders als wir, ja er sieht sogar Sachen, die wir als aus einem Stücke bestehend, als kontinuierliche Massen bezeichnen, in Stücke zerteilt!! Das Buch sei auch für die Schüler der obersten Klasse empfohlen."

Himmel und Erde. „Was der Physiker vom weitverbreitetsten Stoffe auf unserem Erdball, dem Wasser, zu sagen weiß, ist fast lückenlos in dem Aufsessschen Buche zusammengefaßt worden. Wir erfahren etwas über die Wellenbewegung an der Oberfläche, die Strömungen, Fortpflanzung des Schalles im Wasser, über die Durchsichtigkeit und die thermischen Verhältnisse. Besonders eingehend behandelt der Verfasser auf Grund eigener Versuche die Durchsichtigkeit und Farbe der Gebirgsseen, wobei er die Frage entscheidet, ob letztere chemischer oder physikalischer Art ist. Wir empfehlen das Buch besonders allen denen, die es lieben, ihre Erholung in einer liebevollen Betrachtung der Natur zu suchen."

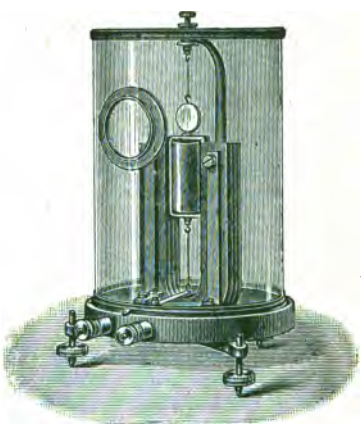
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 5

Die Entwickelung der elektrischen Messungen

Von Dr. O. Frölich. Mit 124 Abbildungen.
XII, 192 S. 1905. Geh. M 6.—, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. Die Meßinstrumente. Die Strommesser. a) Die ersten Galvanometer. Oersted, Schweigger. Ohm, Ampère, Biot-Savart. Nobili, H. Davy, Faraday. Kalibrierung. Methode von Petrina. Formel von Poggendorff. b) Die Spiegelgalvanometer. Gauss. Spiegelablesung. Gauss und W. Weber. Coulomb. Methoden von W. Weber. Telegraphie und Spiegelgalvanometer. Dämpfung. Spätere Spiegelgalvanometer. Spiegelgalvanometer mit Drehspule. c) Galvanometer mit direkter Ablesung und absoluten Angaben. Elektromagnetische Wage. Sinusbussole. Tangentenbussole. Pouillet. Helmholtz. Gaugain. Riecke. Absolutes Maßsystem. Torsionsgalvanometer von Siemens und Halske. Instrumente von Weston. Elektrolytische Strommesser. d) Schalttafelinstrumente. Erfordernisse von Schalttafelinstrumenten. Schalttafelinstrumente mit permanenten Magneten und beweglicher Stromspule. Carpentier. Schalttafelinstrumente mit Eisenkernen. Hitzdrahtinstrumente. e) Galvanoskop. Anwendung für Telegraphie und Messungen. f) Elektrodynamometer und Wechselstrommesser. Elektrodynamometer von W. Weber. Spätere Elektrodynamometer. Andere Instrumente für Wechselstrom. Technische Elektrodynamometer. Energiemessung mittels Elektrodynamometer. Neuere technische Elektrodynamometer. Ferrarisinstrumente. Spannungsmesser. Übersicht. Elektrostatische Spannungsmesser. Kapillarelektrometer. Widerstandsapparate. Maßeinheiten. Widerstandsskalen. Kondensatoren. Selbstinduktionsskalen. Apparate zur Messung magnetischer Eigenschaften. Elektrische Wärmemesser. Elektrizitätszähler. Uhrzähler. Motorzähler. Induktionszähler. Elektrische Registrierapparate. Elektrische Registrierungen. Registrierung elektrischer Vorgänge. Oszillographen. Widerstandsmesser. Elektrische Geschwindigkeitsmesser. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft. — **Die Meßmethoden.** Die Methoden der Strommessung. Die Methoden der Spannungsmessung. Spannungsmessung durch Strommessung. Spannungsmessung mittels Normalelemente. Transformation der Spannung. Die Methoden der Widerstandsmessung. Methoden von W. Weber. Wheatstonesche Brücke. Formen der Meßbrücke. Temperaturmessung mittels Meßbrücke. Sehr kleine Widerstände; Thomsonsche Meßbrücke. Sehr hohe Widerstände; Kabelmessungen. Einfluß von Ladung und Selbstinduktion. Einfluß von elektromotorischen Kräften; Widerstand von Zersetzungszellen, Batterien usw. Neumann. Kohlrausch. Mance. Lutteroth. Frölich. Fehlerbestimmungen. Messung des Widerstandes aus Strom und Spannung. Isolationswiderstand von Anlagen im Betriebe. Methoden zur Bestimmung der Selbstinduktion. Methoden von Maxwell. Neuere Methoden. Wien. Messungen für Fernsprechzwecke. Die Methoden der Wechselstrommessung. Zusammenstellung. Rückblick.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 6

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

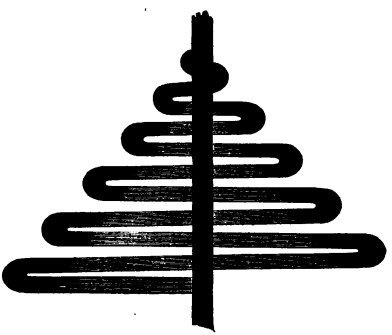
Von Dr. Josef Ritter von Geitler, außerordentl. Professor der Physik an der k. k. Deutschen Universität Prag.

Mit 86 Abbildungen. VIII, 154 S. 1905. Geh. M 4.50, geb. M 5.20.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. I. Kapitel. Theorie der Fernwirkungen. Isaac Newton. — II. Kapitel. Theorie der vermittelten Fernwirkung. I. Abschnitt: Michael Faraday. Das magnetische Feld. Das elektrische Feld. Der elektrische Strom. Das elektromagnetische Feld. Die Induktionserscheinungen. Die Erscheinungen der Selbstinduktion. Elektrische Schwingungen. Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen. II. Abschnitt: James Clerk Maxwell. Die kritische Geschwindigkeit. Elektromagnetische Lichttheorie. III. Abschnitt: Heinrich Rudolf Hertz. IV. Abschnitt: Die weitere Entwickelung. Methoden zur Beobachtung Hertzscher Wellen. Die elektromagnetischen Wellen und die Optik. a) Längste Wärme- und kürzeste elektrische Wellen. b) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen. c) Optische Analogien von Versuchen mit Hertzschen Wellen. d) Der Interferenzversuch von V. v. Lang. e) Spektralanalyse der elektromagnetischen Strahlung. f) Rolle des Leiters bei Drahtwellen. g) Die drahtlose Telegraphie. — Namenverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Annalen der Elektrotechnik. ...„Die vom Verfasser gewählte Art der Darstellung folgt der historischen Entwickelung des Gegenstandes bis in die neueste Zeit und stellt an die mathematische Vorbildung seiner Leser nur die bescheidensten Ansprüche. Die Behandlung des Stoffes ist ausgezeichnet, die Gliederung klar und deutlich, die 86 gut ausgeführten Textfiguren unterstützen und erleichtern ganz wesentlich das Verständnis der für den Nichtphysiker immerhin schwierigen Materie. Da auch die Ausstattung und der Druck in gediegener Weise ausgeführt ist, so kann das Buch auf das wärmste empfohlen werden. Für den Studenten der Physik und Elektrizitätslehre ist das Bändchen als erste Einführung in das genannte Gebiet von großem Nutzen, es gibt aber auch dem gebildeten Nichtphysiker, besonders dem praktischen Elektrotechniker und Ingenieur einen bequemen Überblick über die einschlägigen theoretischen Probleme und deren experimentelle Lösung."



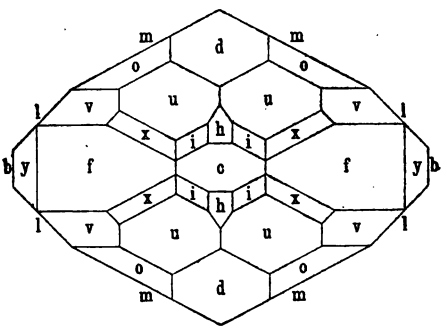
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 7

Die neuere Entwickelung der Kristallographie

Von Dr. H. Baumhauer, Professor an der Universität zu Freiburg i. d. Schweiz. Mit 46 Abbildungen. VIII, 184 S. 1905. Geh. M 4.—, geb. M 4.60.

Inhaltsverzeichnis. I. Abschnitt. Einleitung. Wesen und Definition eines Kristalls. Fließende und flüssige Kristalle. Zonengesetz und Gesetz der rationalen Achsenschnitte. Kristallographische Symbole. Linearprojektion, gnomonische und sphärische Projektion. Kohäsionsminima innerhalb der Kristalle. — II. Abschnitt. Kristallklassen und Pseudosymmetrie. Einteilung der Kristalle in 32 Klassen. Symmetrieelemente: Zentrum der Symmetrie, Symmetrieebenen, Deck- und Spiegelachsen. Kristallsysteme. Spezielle Ableitung und Besprechung der einzelnen Kristallklassen. Ableitung derselben auf Grund der Deck- und Spiegelachsen. Übersicht über die 32 möglichen Kristallklassen. Pseudosymmetrische Kristalle. — III. Abschnitt. Ermittelung der Symmetrieverhältnisse der Kristalle. Goniometrische Untersuchung, zweikreisiges Goniometer. Physikalische Eigenschaften der Kristalle, insbesondere optisches Verhalten; Zirkularpolarisation optisch-einachsiger und -zweiachsiger Kristalle. Polare Pyroelektrizität. Ätz- oder Lösungserscheinungen. Geometrische Anomalien (vizinale Flächen). Optische Anomalien. Anomale Ätzfiguren. Allgemeinere Bedeutung der Ätzerscheinungen. — IV. Abschnitt. Zwillingsbildung der Kristalle. Zwillingsachsen u. Zwillingsebenen. Allgemeine Zwillingsgesetze. Ableitung der verschiedenen möglichen Fälle von Zwillingsbildung.



Deutung des Vorganges der Zwillingsbildung. Translationsflächen als Zwillingsebenen. Zwillinge von enantiomorphen Kristallen. Begünstigung der Zwillingsbildung. Polysynthetische Verwachsung pseudosymmetrischer Kristalle, Mimesie. — V. Abschnitt. Flächenentwickelung und Wachstum der Kristalle. Entwickelung der Kristallflächen innerhalb der Zonen. Gesetz der Komplikation. Beobachtungen an flächenreichen Zonen; primäre Reihen, sekundäre und tertiäre Flächen. Raumgitter und regelmäßige Punktsysteme. Elementarparallelogramm und Häufigkeit einer Fläche. Einfluß des Lösungsmittels auf die Form der sich ausscheidenden Kristalle. Untersuchungen über das Wachstum der Kristalle. — VI. Abschnitt. Chemische Kristallographie. Isomorphie. Definition derselben. Morphotropie. Topische Achsen. P. v. Groths neuere Auffassung der Kristallstruktur, Morphotropie und Isomorphie. Polymorphe (monotrope und enantiotrope) Modifikationen. Mischungen isodimorpher Körper. Beziehungen zwischen der chemischen Formel und dem Kristallsysteme einer Verbindung. — Anhang. Kristallklassen, Namen und Symbole der Formen nach P. v. Groths physikalischer Kristallographie.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 8

Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorg. Chemie

Von Prof. Dr. A. Werner in Zürich. Zweite Auflage. XV, 292 S. 1909. Geh. M 9.—, geb. M 10.—.

Inhaltsverzeichnis. I. Die Elemente. 1. Der Elementenbegriff. 2. Systematik. — II. Die chemischen Verbindungen. A. Allgemeiner Teil. Lehre von der Valenz. I. Entwickelungsgang der Wertigkeitslehre. II. Über die Valenzzahlen. 1. Die Hauptvalenzzahl. 2. Die Nebenvalenzzahl. 3. Die Koordinationszahl. 4. Die ionogene Nebenvalenzzahl. III. Über die Valenzeinheiten. 1. Einleitung. 2. Definition von Haupt- und Nebenvalenzen. 3. Die Valenzeinheit als gerichtete Einzelkraft. 4. Über das Wesen der Haupt- und Nebenvalenzen. Der übereinstimmende Charakter von Haupt- und Nebenvalenzen. 5. Der elektrochemische Begriff der Hauptvalenz. 6. Der Affinitätswert der Valenzbindungen. IV. Schlußbetrachtungen über Affinität und Valenz. B. Systematischer Teil. I. Die Verbindungen erster Ordnung. 1. Einleitung. 2. Nomenklatur. 3. Systematik. II. Die Verbindungen höherer Ordnung. 1. Halogenosalze und analoge Verbindungen. 2. Verbindungen höherer Ordnung mit Oxyden, Sulfiden usw.: Die Anlagerungsverbindungen; Die Einlagerungsverbindungen. 3. Verbindungen höherer Ordnung mit Nitriden, Phosphiden usw.: Anlagerungsverbindungen; Einlagerungsverbindungen. 4. Verbindungen höherer Ordnung mit Karbiden. 5. Verbindungen höherer Ordnung mit verschiedenen Molekülkomponenten: Anlagerungsverbindungen; Einlagerungsverbindungen. 6. Über mehrkernige Metallammoniake. 7. Über koordinativ ungesättigte Einlagerungsverbindungen. 8. Die Koordinationsverbindungen der Wasserstoffverbindungen. 9. Theorie der Basen und Säuren. 10. Über die inneren Metallkomplexsalze. 11. Über Komplexverbindungen mit negativen Zentralatomen. 12. Über Nebenvalenzverbindungen von Elementen. 13. Allgemeine Betrachtungen über die Bildung von Verbindungen höherer Ordnung. III. Lehre von der Isomerie bei anorganischen Verbindungen. 1. Polymerie. 2. Koordinationsisomerie. 3. Hydratisomerie. 4. Ionisationsmetamerie. 5. Salzisomerie. 6. Strukturisomerie. 7. Raumisomerie. 8. Valenzisomerie. 9. Unaufgeklärte Isomerieerscheinungen.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die zweite Auflage des eben genannten Buches, dessen erste Auflage den Lesern dieser Zeitung bestens empfohlen wurde, ist aus dieser durch eine eingehende Umarbeitung und Durcharbeitung unter Berücksichtigung des inzwischen neu gefundenen Tatsachenmaterials entstanden. Ein Hauptunterschied beider Auflagen besteht in der Anordnung. Während in dem früheren zweiten Hauptteile über Verbindungen erster Ordnung und in dem dritten Hauptteile über Verbindungen höherer Ordnung jedesmal die betreffenden Valenzfragen zunächst behandelt und dann die Systematik der Stoffe gegeben wurde, sind jetzt beide Hauptteile vereinigt, wodurch es ermöglicht wurde, die Valenzfragen im Zusammenhange darzustellen. Meines Erachtens hat das Werk dadurch an Klarheit und Übersichtlichkeit erheblich gewonnen. Und das ist gut. Werners gedankenreiche Darlegungen stürzen alte eingewurzelte Anschauungen und setzen Neues an ihre Stelle. Dem zu folgen, erfordert tüchtige Mitarbeit, und jede Erleichterung dabei wird vom Leser mit Dank entgegengenommen. Im speziellen Teile wird die Theorie der Hydrate, der Hydrolyse, der Ammoniumverbindungen besonderes Interesse erwecken." *Heinrich Bilta.*

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 9

Die tierischen Gifte

Von Edwin S. Faust, Dr. phil. et med., Privatdozent der Pharmakologie an der Universität Straßburg. XIV, 248 S. 1906. Geh. M 6.–, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. Vorwort. — Einleitung. Zweck und Nutzen einer zusammenfassenden Behandlung der tierischen Gifte. Begriffsbestimmung. Was gehört zu den tierischen Giften? „Aktiv" und „passiv" giftige Tiere. Eigentliche Gifte und gelegentlich die Gesundheit schädigende tierische Produkte. Zoonosen. Historisches über tierische Gifte. Aberglauben. Entwickelung unserer Kenntnisse über dieselben. Praktische Bedeutung der tierischen Gifte für die sie produzierenden Tiere. Praktische Bedeutung der tierischen Gifte für den Menschen: Giftmord, Selbstmord, Hinrichtung von Verbrechern; Verwendung zur Herstellung von Pfeilgiften; Medizinale Vergiftungen durch tierische Gifte; Verwundung durch Bisse oder Stiche giftiger Tiere; Therapeutische Verwendung tierischer Gifte. Systematik. — **Wirbeltiere, Vertebrata.** Säugetiere, Mammalia. Ornithorhynchus paradoxus, Platypus. Das Adrenalin. Die Gallensäuren: Die pharmakologischen Wirkungen der Gallensäuren. Schlangen, Ophidia. Giftschlangen, Thanatophidia. Übersicht. Historisches. Begriffsbestimmung. „Giftige" und „ungiftige" Schlangen. „Verdächtige Schlangen". Systematik und geographische Verbreitung der Giftschlangen. A. Colubridae venenosae, Giftnattern. B. Viperidae. Solenoglypha, Röhrenzähner. Die Giftorgane der Schlangen. Die physiologische Bedeutung des Schlangengiftes. Über die Natur des Schlangengiftes. Wirkungen der Schlangengifte. Natürliche Immunität gewisser Tiere gegen Schlangengifte. Künstliche oder experimentelle Immunisierung gegen Schlangengifte. Angebliche Immunität gewisser Kategorien von Menschen gegen Schlangengift. Therapie des Schlangenbisses. Prophylaxe. Eidechsen, Sauria. Amphibien, Lurche; Amphibia. 1. Ordnung: Anura, schwanzlose Amphibien. 2. Ordnung: Urodela, geschwänzte Amphibien. Fische, Pisces. I. Giftfische. A. Fische, welche durch Biß vergiften. B. Fische, welche durch Stichwunden vergiften. C. Fische, welche ein giftiges Hautsekret bereiten. II. Giftige Fische. III. Vergiftung infolge des Genusses durch postmortale Veränderungen gesundheitsschädlich oder giftig gewordener Fische. — **Wirbellose Tiere, Avertebrata.** Muscheltiere, Lamellibranchiata. Gliederfüßer, Arthropoda. 1. Klasse: Spinnentiere, Arachnoidea. a) Ordnung Scorpionina. Arthrogastra, Gliederspinnen. b) Ordnung Araneina. c) Ordnung Solifugae, Walzenspinnen. d) Ordnung Acarina, Milben. 2. Klasse: Myriapoda, Tausendfüßler. a) Ordnung Chilopoda. b) Ordnung Chilognatha s. Diplopoda. 3. Klasse: Hexapoda, Insekten. a) Ordnung Hymenoptera, Hautflügler. Familie Apidae, Bienen. Familie Formicidae, Ameisen. b) Ordnung Lepidoptera, Schmetterlinge. c) Ordnung Coleoptera, Käfer. d) Ordnung Orthoptera, Geradflügler, Schrecken. e) Ordnung Diptera, Zweiflügler, Fliegen. Crustacea, Massenvergiftungen durch Crangon vulgaris. Würmer, Vermes. Plathelminthes, Plattwürmer. Nemathelminthes, Rundwürmer. Annelida, Ringelwürmer. Stachelhäuter, Echinodermata. Seesterne, Asteroidea. Seeigel, Echinoidea. Seewalzen, Seegurken, Holothurioidea. Coelenterata (Zoophyta), Pflanzentiere. — Namenverzeichnis. — Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Repertorium der Praktischen Medizin. ... „Wir haben bis jetzt ein Buch, das in dieser ausführlichen Weise vom Standpunkte des Zoologen, Pharmakologen, Physiologen und Pathologen die tierischen Gifte einer Betrachtung unterwirft, nicht gehabt. Ganz besonders wird uns das Kapitel über Schlangen und Schlangengifte, vor allem auch der physiologische und dann der therapeutische Teil interessieren, wobei der Autor alle Methoden eingehend beschreibt und auf ihren Wert prüft. Einen wertvollen Beitrag bieten die Darlegungen über Immunität und Immunisierung." ...

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 10

Die psychischen Maßmethoden

Von Dr. G. F. Lipps, Privatdozent der Philosophie an der Universität Leipzig. Mit 6 Abbildungen. X, 151 S. 1906. Geh. M 3.50, geb. M 4.10.

Inhaltsverzeichnis. Erster Abschnitt. Psychologie und Naturwissenschaft. 1. Die empirische und die philosophische Weltbetrachtung. 2. Die Bewußtseinsinhalte. — Zweiter Abschnitt. Die Wahrscheinlichkeitslehre. 3. Gewißheit und Wahrscheinlichkeit. 4. Die Wahrscheinlichkeitsbestimmung. — Dritter Abschnitt. Die Maßbestimmungen bei der Berücksichtigung subjektiver Faktoren im Bereiche der naturwissenschaftlichen Forschung. 5. Die Beobachtungsfehler. 6. Die Ungenauigkeit der Sinneswahrnehmung und die sonstigen subjektiven Faktoren. — Vierter Abschnitt. Die psychophysischen Maßmethoden. 7. Der naturphilosophische Standpunkt Fechners und das psychophysische Grundgesetz. 8. Das Maß der Empfindlichkeit. 9. Die Methode der eben merklichen Unterschiede. 10. Die Methode der mittleren Fehler. 11. Die Methode der richtigen und falschen Fälle. 12. Die Methode der mittleren Abstufungen. 13. Die Beobachtungsreihen. 14. Das Fehlergesetz. 15. Die Mittelwerte der Beobachtungsreihen. — Fünfter Abschnitt. Das psychische Maß. 16. Die durch Fechner begründete Auffassungsweise des psychischen Maßes. 17. Ordnen und Messen. — Sechster Abschnitt. Die Methoden der psychischen Abhängigkeitsbestimmung. 18. Die Bestimmung des Grades der Abhängigkeit. 19. Der Typus der Beobachtungsreihe. 20. Die Zerlegung der Beobachtungsreihe in Komponenten und die Bestimmung der Unterschiedsschwelle. — Anhang. 21. Die Berechnung der Mittelwerte. — Literaturverzeichnis. — Register.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „In der Literatur begegnet man noch so oft unklaren und fehlerhaften Anschauungen über die psychischen Maßmethoden, daß eine umfassende monographische Darstellung der letzteren sicher einem Bedürfnis entspricht. G. F. Lipps gibt nun in der Tat eine Monographie, welche auch zur ersten Einführung in das Gebiet sich recht gut eignet. Er hat sich dabei weiter die doppelte Aufgabe gestellt: einesteils zu zeigen, daß die von Fechner in Anlehnung an das gewöhnliche Fehlergesetz begründeten Maßmethoden unzureichend sind, und anderenteils den Weg anzugeben, auf dem man ohne Voraussetzung eines bestimmten Fehlergesetzes zu einer allen Bedürfnissen der experimentellen Psychologie genügenden Methode der Maß- und Abhängigkeitsbestimmung gelangt. An den Ausfall dieses letzteren Versuches knüpft sich in wissenschaftlicher Beziehung das Hauptinteresse an der Abhandlung des Verfassers."

Physikalische Zeitschrift. „Wer den Wunsch hegt, einen Überblick über das Rüstzeug der messenden Psychologie zu gewinnen, dem wird das vorliegende zehnte Heft der Viewegschen Sammlung „Die Wissenschaft" sehr willkommen sein. Das Buch wird sich bald einen größeren Freundeskreis erwerben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 11

Der Bau des Fixsternsystems

mit besonderer Berücksichtigung der photometrischen Resultate

Von Dr. Hermann Kobold, außerordentl. Professor an der Universität und Observator der Sternwarte in Kiel.

Mit 19 Abbildungen und 3 Tafeln. XI, 256 S. 1906.
Geh. M 6.50, geb. M 7.30.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Erster Abschnitt. Die Instrumente und Beobachtungsmethoden. 1. Die Ortsbestimmung: Sternbilder. Sternnamen. Sternkoordinaten. Präzession. Relativer Ort. Verwandlung der Koordinaten. 2. Die Helligkeit: Visuelle Helligkeitsbestimmung. Die photometrische Skala. Die Photometer und ihre Theorien. Photographische Sterngrößen. Extinktion des Lichtes in der Atmosphäre und im Weltenraume. 3. Die Farbe der Gestirne. Die Schmidtsche Skala. Purkinje-Phänomen. 4. Das Spektrum, Vogels Sternklassen. Secchis, Pickerings, Lockyers Klassifizierung. 5. Die Entfernung: Wirkung auf den Ort der Gestirne. Absolute und relative Messung. Photographische Methode. Doppelsterne. Relative und absolute Parallaxe. 6. Die Bewegung: Die Eigenbewegung. Die Radialgeschwindigkeit. Die totale Bewegung. 7. Die Sternverteilung: Die scheinbare Verteilung. Zusammenhang zwischen Sternzahl, Helligkeit und Entfernung. Anwendung der Wahrscheinlichkeitslehre. — Zweiter Abschnitt. Die Einzelresultate. 1. Der Sternort: Sternkataloge. Sternkarten. Die Durchmusterungen. Die photographische Himmelskarte. 2. Die Helligkeit. Angaben des Ptolemäus. Schätzungen Argelanders und Goulds. Die photometrischen Messungen und ihre Vergleichung. Sterngröße nach den photographischen Aufnahmen. Photometrische Größe der Sonne. 3. Die Sternfarbe: Osthoffs Katalog. Potsdamer Katalog. Einfluß der Färbung auf die Helligkeitsmessung. 4. Das Spektrum: Spektroskopische Durchmusterungen. Verteilung der Spektra. Verteilung der Sterne der einzelnen Spektralklassen. 5. Die Entfernung: Die Einzelresultate. Sterne mit großer Parallaxe. Zusammenhang zwischen der Entfernung und der absoluten Helligkeit, bzw. dem Spektrum. 6. Die Bewegungen: Kataloge der Eigenbewegungen. Werte der Radialgeschwindigkeiten. Erklärung der Bewegungen. Herschels Arbeiten. Bessels Methode. Die Grundgleichungen zur Bestimmung der Sonnenbewegung. Argelanders, Airys Methode. Kapteyns Bestimmung. Größe der Sonnenbewegung nach diesen Methoden. Die Resultate aus den beobachteten Radialgeschwindigkeiten. Resultate aus den totalen Bewegungen. Unzulänglichkeit der Darstellung und ihre Ursachen. Nichtgeradlinige ungleichförmige Bewegung. Systematische Fehler der Eigenbewegungen. Beziehungen der Bewegungen zur Milchstraße. Schoenfelds Methode und deren Resultate. Bakhuyzens Untersuchungen. Kobolds neue Untersuchungen nach der Bessel-Koboldschen Methode und ihre Resultate. Gegenüberstellung. Gesetzmäßigkeiten in den Eigenbewegungen. Engere Sternsysteme. Beziehungen zwischen der Bewegung und der Helligkeit bzw. dem Spektraltypus. 7. Die scheinbare Verteilung der Sterne und ihre Beziehung zur Milchstraße: Herschels Eichungen. Struves Zählungen. Littrows Bearbeitung der B. D. Houzeaus Zählung. Goulds Kreis. Schiaparellis und Stratonoffs Arbeiten. Pickerings Untersuchungen. Seeligers Darstellung der Sternzahlen. — Dritter Abschnitt. Der Bau des Fixsternsystems. 1. Das Phänomen der Milchstraße: Die statistischen Resultate. Seeligers, Plassmanns, Eastons, Stratonoffs und Ristenparts graphische Darstellungen. Charakter und Struktur der Milchstraße. Lage der Milchstraße. 2. Die räumliche Anordnung des Universums: Herschels Sternsystem. W. Struves Theorie. Darstellung der Sternzahlen durch dieselbe. Wert für den Extinktionskoeffizienten. Schiaparellis Annahmen. Seeligers Lösung. Abhängigkeit der Entfernung von der Helligkeit und der Größe der Eigenbewegung. Gyldens und Kapteyns Ausdrücke für die mittlere Parallaxe. Comstocks Untersuchungen an sehr schwachen Sternen. 3. Die Bewegungen im Universum: Argelanders und Mädlers Hypothese. Beobachtungsresultate in Globularsystemen. Mathematische Darstellung. Untersuchung einzelner Spezialsysteme. — Schlußwort. — Anhang. 1. Tafel der Sterne mit bekannter Parallaxe. 2. Tafel der Sterne mit großer Eigenbewegung. 3. Literaturverzeichnis. — Register.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 12

Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie

Von Dr. G. Jäger, Professor der Physik an der techn. Hochschule in Wien. Mit 8 Abbildungen. XI, 121 S. 1906. Geh. M 3.50, geb. M 4.10.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung: Grundriß der kinetischen Gastheorie. 1. Boyle-Charlessches Gesetz. 2. Avogadros und Gay-Lussacs Regel. 3. Daltons Gesetz. 4. Zahlenwert der Geschwindigkeit. 5. Maxwells Gesetz. 6. Mittlere Weglänge und Stoßzahl der Molekeln. 7. Spezifische Wärme. 8. Innere Reibung. 9. Wärmeleitung. 10. Diffusion. 11. Größe der Molekeln. 12. Abweichungen vom Boyle-Charlesschen Gesetz. 13. Das Virial. — I. Boltzmanns H-Theorem. II. Maxwell-Boltzmannsches Gesetz. III. Gültigkeit des Maxwell-Boltzmannschen Gesetzes für beliebig kleine Kraftfelder. IV. Die Zustandsgleichung schwach komprimierter Gase. V. Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung. VI. Der Temperatursprung bei der Wärmeleitung. VII. Die ideale Flüssigkeit. VIII. Innerer Druck der Flüssigkeiten. IX. Innere Reibung idealer Flüssigkeiten und Größe der Molekeln.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die ausführliche Einleitung des Werkchens gibt eine ausgezeichnete klare Darstellung der kinetischen Gastheorie. Schon wegen derselben kann das Büchlein, das aus der Feder des durch seine „theoretische Physik" wohlbekannten Verfassers hervorgegangen ist, bestens empfohlen werden. Der Hauptteil ist zunächst Boltzmanns Untersuchungen gewidmet. Das H-Theorem und seine Beziehung zum zweiten Hauptsatze der Wärmetheorie finden zuerst ihre Ableitung, sodann die Sätze über Geschwindigkeitsverteilung und Dichteverteilung in einem Gase, in dem innere und äußere Kräfte wirken. Der Verf. verfolgt hier anschauliche und originelle Methoden. Die Anwendung wird auf die Zustandsgleichung nicht zu stark komprimierter Gase gemacht, wobei der Verf. den Arbeiten von M. Reinganum folgt. Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung, der in letzter Zeit befriedigende Erklärung fand, wird ebenfalls besprochen. Es folgen die Untersuchungen von Smoluchowski über den Temperatursprung der Wärmeleitung in Gasen und eigene Forschungen des Verf. über die Theorie der Flüssigkeiten. Das Büchlein kann daher allen, die sich für die auch in der Elektrizitätslehre immer mehr Bedeutung gewinnende kinetische Theorie interessieren, wärmstens empfohlen werden."

Elektrochemische Zeitschrift. „Mit Bezug auf die Wichtigkeit, die gegenwärtig die Arbeiten über die Elektrizität in Gasen erlangt haben, dürfte die vorliegende kurze und dabei doch in bezug auf die Hauptmomente erschöpfende Zusammenfassung der Resultate der kinetischen Gastheorie nicht unwillkommen sein. Die Darstellung ist eine klare und deutliche und es ist fast durchweg eine eingehende mathematische Begründung gegeben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 13

Petrogenesis

Von Dr. C. Doelter, o. Professor der Mineralogie und Petrographie an der Universität Graz. Mit einer Lichtdrucktafel und 5 Abbildungen. XII, 262 S. 1906. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. — Erstes Kapitel. Das Erdinnere und der Vulkanismus. Vulkanische Herde. Peripherische Vulkanherde. Ursachen des Aufdringens des Magmas. Eruptionsfähigkeit des Magmas. Verhalten des vulkanischen Magmas beim Erstarren. Verhalten der Gase. Temperatur der Lava. Temperatur der Vulkanherde. — Zweites Kapitel. Die Erscheinungsformen der vulkanischen Gesteine. Die vulkanischen Gesteine. Einfluß des Druckes auf die Bildung von Tiefengesteinen. Die Rolle der Mineralisatoren. Das Auftreten der Gesteine. Eruptionsformen der Oberflächengesteine. Viskosität und Lagerungsform. Erscheinungsformen der Tiefengesteine. Mechanismus der Intrusion. Der äußere Habitus der vulkanischen Gesteine. — Drittes Kapitel. Die Struktur der Eruptivgesteine. Struktur der Effusivgesteine. Struktur der Tiefengesteine. Spezielle Strukturen. Beziehungen zwischen dem Alter der Gesteine und ihrer Struktur. Änderungen in der Struktur und dem Mineralbestande in verschiedenen Teilen einer Eruptionsmasse. — Viertes Kapitel. Abhängigkeit der mineralogischen Zusammensetzung der Gesteine von ihrem chemischen Bestande. Dissoziation des Magmas. Vergleich der Gesteinsmagmen. Graphische Darstellung von Gesteinsmagmen. — Fünftes Kapitel. Die Differentiation der Magmen. Das Ganggefolge. Die Hypothese Bröggers. Differentiation bei künstlichen Schmelzen. Magmatische Differentiation durch das spezifische Gewicht. Verhalten fertiger Kristalle im Magma. Die Kristallisationsdifferentiation. Schlieren. Differentiation bei gleichbleibender chemischer Zusammensetzung. Umschmelzungsversuche von Mineralien und Gesteinen. — Sechstes Kapitel. Die Altersfolge der Eruptivgesteine. Unterschiede der Altersfolge bei Tiefen- und Effusivgesteinen. Veränderungen der vulkanischen Produkte im Laufe geologischer Perioden. Petrographische Charakteristik und Altersbeziehungen der Gesteine eines Vulkans. — Siebentes Kapitel. Die Einschlüsse der Gesteine. Exogene Einschlüsse. Endogene (homöogene) Einschlüsse. Die Olivinknollen. — Achtes Kapitel. Assimilation und Korrosion. Ursache der Korrosionen und Resorptionen. Korrosion des Nebengesteins am Kontakt. Assimilation. — Neuntes Kapitel. Künstliche Gesteine. — Zehntes Kapitel. Die Verfestigung des vulkanischen Magmas. Die Ausscheidungsfolge der Mineralien im Magma. Kristallisationsvermögen und Kristallisationsgeschwindigkeit. Unterkühlung. Einfluß der Schmelzpunkte. Das Kristallisationsmikroskop. Einfluß des Druckes auf die Ausscheidung. Bildung vulkanischer Tuffe. — Elftes Kapitel. Die Kontaktmetamorphose. Kaustische Wirkungen. Umwandlung von Kalksteinen. Umwandlung von Sandsteinen, Tonschiefern und Tonen. Chemische Vorgänge bei der Phyllitkontaktmetamorphose. Pneumatolytische Metamorphose. Umwandlung des Diabases und der Diabastuffe. Chemisch-physikalische Vorgänge bei der Kontaktmetamorphose. — Zwölftes Kapitel. Die Bildung der kristallinen Schiefer. Allgemeines. Eruptive Gneise. Gneise als umgewandelte Granite. Diagenese. Der Regionalmetamorphismus. Die chemische Zusammensetzung der kristallinen Schiefer. Umwandlung durch Wasser. Umwandlung durch hohe Temperatur. Die Injektionshypothese. Die Dynamometamorphose. Chemische Reaktion im Festen. Die Plastizität der Gesteine. Einfluß des Druckes auf die Löslichkeit von Mineralien. Einseitiger Druck (Straß, Pressung). Zusammenhang der Metamorphose mit der Dislokation. Das Volumgesetz. Der Mineralbestand der kristallinen Schiefer. Struktur und Textur der Schiefergesteine. Ursache der Schiefrigkeit. Die Tiefenstufen. Schwierigkeiten einer allgemeinen Anwendung der Dynamometamorphose. Bildung von kristallinen Schiefern durch Kontaktmetamorphose. Vergleich der Kontaktmetamorphose und der Dynamometamorphose. — Dreizehntes Kapitel. Sedimente. Kalksteine. Dolomit. Magnesit. Kieselsinter, Kieselschiefer. Sandsteine. Tone, Kaolin. Äolische Sedimente. Alaunschiefer. Laterit. — Vierzehntes Kapitel. Chemische Absätze, Bildung von Steinsalz, Gips und Anhydrit. Absätze der Salzseen. Die Barrentheorie. Gips und Anhydrit. Steinsalz und Abraumsalze. Reihenfolge der Ablagerungen der Salzmineralien. Die Temperatur der Steinsalzlager. Einfluß der Zeit und des Druckes. Salpeter. Soda. — Nachträge. — Autorenregister. — Sachregister.

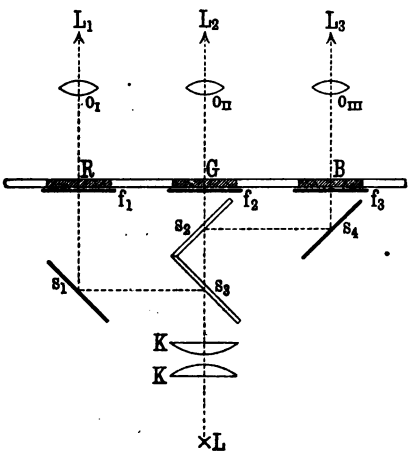
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 14

Die Grundlagen der Farbenphotographie

Von **Dr. B. Donath.** Mit 35 Abbildungen und einer farbigen Ausschlagtafel. VIII, 166 S. 1906. Geh. M 5.—, geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. I. Teil. **Die direkten Verfahren der photographischen Farbenwiedergabe.** Farbenwiedergabe. Erstes Kapitel. Die photographische Farbenwiedergabe durch stehende Lichtwellen. Geschichtliches. Theorie des Verfahrens: Begriff des Wellenstrahles. Lichtwellen. Reflexion der Lichtwellen (Phasenverlust). Scheinfarben durch Interferenz. Die Zenkersche Theorie. Experimentelle Beweise für die Richtigkeit der Theorie (Veränderung der Farben mit dem Beobachtungswinkel und durch Auseinandertreten der Elementarspiegel. Komplementäre Farben im durchfallenden Lichte. Nachweis der Elementarschichten in mikroskopischen Dünnschnitten). Weitere theoretische Betrachtungen (Die Beziehungen des Silberkornes zur Schichtenbildung. Die speziellen optischen Eigenschaften von Chromgelatine, kohärentem u. molekularem Silber. Elementarspiegelabstand und Phasenverlust. Abhängigkeit der Farbenwiedergabe von der Expositionszeit. Die Beziehungen der Tiefenwelle zur Oberflächenwelle. Lippmannsche Spektra höherer Ordnung). Praktische Ausübung des Lippmannschen Verfahrens. — Zweites Kapitel. Die photographische Farbenwiedergabe durch Körperfarben. Geschichtliches. Theorie des Verfahrens. Ausübung des Ausbleichverfahrens. — II. Teil. **Die indirekten Verfahren der photographischen Farbenwiedergabe.** Erstes Kapitel. Geschichte und Theorie des Dreifarbenverfahrens. Geschichtliches. Theorie: Additive u. subtraktive Farbenmischung. Geometrische Konstruktion der Mischfarben. Grundfarben. Die Theorien der Farbenwahrnehmung von Young-Helmholtz und Hering. Experimentelle Bestimmung der Grundfarben. — Zweites Kapitel. Die photographische Analyse nach den drei Grundfarben. Sensibilisatoren und Filter: Die Beziehungen der Aufnahmefilter zu den Reproduktionsfiltern und Sensibilisatoren. Die praktische Durchführung der Analyse: Die Sensibilisierung der Platte. Aufnahme und Entwickelung. Einfluß der Schwärzungskurve auf die Richtigkeit der Farbenwiedergabe. — Drittes Kapitel. Die additive Synthese der Teilbilder (Grenzen der authentischen Reproduktion). — Viertes Kapitel. Additive Wiedergabe mit Hilfe von Beugungsspektren (Theorie und Ausübung des Verfahrens). — Fünftes Kapitel. Additive Farbenwiedergabe mit dem Dreifarbenraster. — Sechstes Kapitel. Die subtraktive Synthese der Teilbilder. Theorie: Wahl des Farbensystems. Beziehungen zwischen dem Grundfarbensystem, den Aufnahmefiltern und Sensibilisatoren. Ausführung der subtraktiven Synthese: Die Herstellung transparenter Dreifarbenbilder. Subtraktive Bilder auf reflektierender Grundlage. Der Dreifarbendruck (Flachdruck und Hochdruck). — Literaturverzeichnis. — Namenverzeichnis.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 15

Höhlenkunde

mit Berücksichtigung der Karstphänomene

Von **Dr. phil. Walter von Knebel.** Mit 42 Abbildungen im Text und auf 4 Tafeln. XVI, 222 S. 1906. Geh. M 5.50, geb. M 6.30.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Einführung. 2. Kapitel. Die Ursachen der Höhlenbildung. 3. Kapitel. Die Verteilung der Höhlen in den Gesteinsarten der Erdrinde. 4. Kapitel. Verkarstung und Karstphänomene. 5. Kapitel. Grundwasser und Quellen in Höhlengebieten. 6. Kapitel. Die Korrosion in Karstgebirgen. 7. Kapitel. Die mechanische Tätigkeit des Wassers in bezug auf die Höhlenbildung. 8. Kapitel. Morphologie der Höhlen; natürliches System der Höhlenformen. 9. Kapitel. Höhlenflüsse. 10. Kapitel. Die Vaucluse und die Vauclusequellen. 11. Kapitel. Die Grundwassertheorie zur Erklärung der hydrographischen Probleme des Karstes. 12. Kapitel. Submarine Quellen und Meeresschwinden als Beweise für das Vorhandensein von Höhlenflüssen. 13. Kapitel. Die Entstehung von Höhlenflüssen. 14. Kapitel. Dolinen. 15. Kapitel. Bedeutung der Dolinen für die Entstehung von Tälern. 16. Kapitel. Kesseltäler. 17. Kapitel. Die wichtigsten Höhlengebiete. 18. Kapitel. Halbhöhlen. 19. Kapitel. Ursprüngliche Höhlen. 20. Kapitel. Meteorologische Verhältnisse in Höhlen. 21. Kapitel. Die biologischen Verhältnisse in Höhlen. 22. Kapitel. Höhlen als Wohnorte der prähistorischen Menschen. 23. Kapitel. Kulturarbeit in Höhlengebieten. Geschichte der Höhlenkunde.

Aus den Besprechungen.

Geologisches Zentralblatt. „Verf. hat in diesem Buche die Ergebnisse jahrelanger Studien in verschiedenen Höhlengebieten Deutschlands und im Karst unter Berücksichtigung der umfangreichen Literatur niedergelegt und so ein wissenschaftliches Buch über den Gegenstand verfaßt, über den bisher nur Einzelbeschreibungen vorhanden waren. Gleichzeitig gibt er bestimmte Hinweise und Anleitungen zu gewissenhaften Beobachtungen auf diesem interessanten Gebiet geologisch-geographischer Forschung. Die einschlägige Literatur wird erwähnt und kritisch behandelt..."

Zeitschrift für die österreichischen Gymnasien. „...Der Verfasser hat es verstanden, die einschlägigen Erscheinungen nicht nur in sehr lichtvoller Weise zu beschreiben, sondern auch deren Entstehung in sachgemäßer Weise zu begründen. Die verschiedenen Anschauungen werden gegeneinander abgewogen und in vollkommen objektiver Weise beurteilt. Besonderes Interesse ist im vorliegenden Buche dem Karstphänomene entgegengebracht worden und dies in Anbetracht der Wichtigkeit der Kenntnis dieser Erscheinung für die Bodenkultur mit vollem Rechte. Es findet auch die kulturelle Verwertung verkarsteter Länder die entsprechende Erörterung."

Mitteilungen der Geographischen Gesellschaft für Thüringen. „...Der Verfasser gibt eine erwünschte Gesamtdarstellung der Höhlenkunde und aller damit zusammenhängenden Fragen. Jeder, der sich schnell orientieren will über ein besonderes Kapitel dieser Wissenschaft, wird gern vorliegendes Buch zur Hand nehmen. Die zahlreichen Abbildungen, die dem Werke beigegeben sind, sind recht instruktiv und klar und schließen sich der sonstigen Ausstattung des Buches würdig an."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 16

Die Eiszeit

von Dr. F. E. Geinitz, o. Professor an der Universität Rostock. Mit 25 Abbildungen, 3 farbigen Tafeln und 1 Tabelle. XIV, 198 S. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis. Einführung. Fauna und Flora des Quartärs. Gletscherentwickelung im Quartär. Verbreitung des quartären Glazialphänomens. Frühere Eiszeiten. Landverteilung vor der Eiszeit. Ursache der Eiszeit. Zeitberechnungen. Die Glazialablagerungen. Einfluß der Vereisung auf den Untergrund. — I. Das nordeuropäische Glazial. 1. Gebiet Skandinavien-Rußland-Norddeutschland-Holland. a) Art des Vorkommens und Verbreitung: Skandinavien. Finnland. Rußland. Bornholm. Dänemark. Norddeutschland. Holland. b) Gliederung des nordeuropäischen Quartärs: Präglazial (Altquartär); Fluvioglazial oder Extraglazial. Interglazial. c) Die Verhältnisse nach dem Abschmelzen der Eisdecke (Postglazial, Spätglazial). d) Die postglazialen Niveauschwankungen. 2. Das Glazial Großbritanniens. — II. Das Glazialphänomen der Alpen. — III. Das Gebiet zwischen alpiner und nordischer Vergletscherung. 1. Die extraglazialen Ablagerungen, ihre Gliederung und Beziehung zum prähistorischen Menschen. 2. Die vergletscherten deutschen Mittelgebirge und ihr Vorland. — IV. Eiszeitgletscher im übrigen Europa. — V. Die Eiszeit Nordamerikas. — VI. Die Polarländer. — VII. Die Eiszeit auf den übrigen Kontinenten. Asien. Afrika. Südamerika. Australien. Antarktik. Grahamland.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift für Schulgeographie. „Der bekannte Mecklenburger Forscher auf dem Gebiete der Glazialgeologie hat hier ein Kompendium seines Forschungsgebietes gegeben, wie es knapper und zutreffender kaum gegeben werden konnte. Der Text ist eng zusammengedrängt, nicht gerade leicht zu lesen, erteilt aber dafür über alles, was mit der Eiszeit irgendwie in Beziehung steht, genaue und zuverlässige Auskunft. Man mag sich über die Moorfrage mit Bezug auf Klimaschwankungen oder über die Niveauschwankungen des Baltikums orientieren wollen, alle diese Erscheinungen charakterisiert Geinitz in kurzen treffenden Worten. Das fehlende Register wird durch das eingehende Inhaltsverzeichnis genügend ersetzt, so daß sich das Werk auch zum Nachschlagen sehr eignet..."

Blätter für das bayerische Gymnasialschulwesen. „Der Verfasser gibt an der Hand der neueren Forschungen einen recht anschaulichen Überblick über unser gegenwärtiges Wissen von diesem vielumstrittenen Zeitraum der Erdgeschichte. Daher dürfte dieses Buch, das zum Teil ein Auszug aus seiner größeren Arbeit über das Quartär Nordeuropas ist, besonders dem Geographen willkommen sein; denn dieser Stoff ist in solcher Abrundung mit stetem Hinweis auf die einschlägigen Fragen und literarischen Hilfsmittel meines Wissens sonst nirgends zu finden."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 17

Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie

Von Dr. E. Gehrcke, Privatdozent an der Universität Berlin, technischer Hilfsarbeiter an der physik.-techn. Reichsanstalt. Mit 73 Abbildungen. IX, 160 S. 1906. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. I. Teil: Allgemeine Einleitung. 1. Wellenbewegung. 2. Lichtwellen. 3. Funktion der Linsen. 4. Das Auge als optischer Apparat. 5. Fernrohr und Mikroskop. 6. Helligkeit der durch Linsen erzeugten Bilder. 7. Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Schwingungsdauer. 8. Sinuswellen. 9. Prinzip der Superposition. — II. Teil: Erzeugung und Theorie einiger ausgewählter Interferenzerscheinungen. 10. Fresnels Spiegelversuch. 11. Interferenzen an planparallelen Platten. 12. Interferenzen an keilförmigen Platten. 13. Fresnels Biprisma, Newtons Farbenglas, Michelsons Interferometer. 14. Überlagerung der Interferenzen verschiedener Wellenlängen. 15. Die Quecksilberlampe. 16. Intensitätsverteilung der Interferenzen an planparallelen Platten. 17. Berücksichtigung der vielfach reflektierten Strahlen. 18. Weitere Diskussion der berechneten Intensitätsverteilung. 19. Intensitätsverteilung der Interferenzen im reflektierten Lichte. 20. Planparallele Luftplatte zwischen zwei rechtwinkeligen Glasprismen. 21. Vorhandensein zweier komplementärer Interferenzsysteme im reflektierten Licht. 22. Beugung des Lichtes an einer Öffnung. 23. Beugung an mehreren (spaltförmigen) Öffnungen. — III. Teil: Spektralapparate. 24. Fizeaus Modifikation des Newtonschen Farbenglases. 25. Ausbildung der Fizeauschen Methode durch Michelson. 26. Fraunhofers Beugungsgitter. 27. Reflexionsgitter. 28. Interferometer von Perot und Fabry. Lummers Doppelkeil. 29. Michelsons Stufengitter. 30. Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke. 31. Allgemeine Theorie aller auf der Erzeugung von Interferenzstreifen beruhender Spektralapparate. 32. Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Interferenzen von der Breite des Kollimatorspaltes. 33. Auflösungsvermögen u. Dispersionsgebiet. 34. Interferenzpunkte. 35. „Falsche" Spektrallinien und ihre Erkennung mit Hilfe der Interferenzpunkte. 36. Auflösungsvermögen des Prismas. 37. Einfluß der Beugung an der Öffnung einer Linse auf die von ihr entworfenen Bilder. Grenze der Auflösung im Fernrohr und Mikroskop. 38. Einfluß der Beugung auf die Sichtbarkeit der Interferenzen an keilförmigen und planparallelen Platten. — IV. Teil: Auswahl von Resultaten der spektroskopischen Forschung über den Mechanismus des Leuchtens. 39. Trabanten. 40. Dopplersches Prinzip. „Breite" der Spektrallinien. 41. Abhängigkeit der Breite der Spektrallinien von der Temperatur, dem Molekulargewicht und der Erregungsart. 42. Der Stark-Effekt. 43. Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge. 44. Der Zeeman-Effekt. 45. Theorie des Zeeman-Effektes. 46. Anomaler Zeeman-Effekt. Dissymmetrie in schwachen Feldern. 47. Interferenzfähigkeit des Lichtes einzelner Spektrallinien. 48. Serien. — V. Teil: Anwendungen der Interferenzen zu physikalischen Messungen und in der Metrologie. 49. Bestimmung von Variationen der optischen Dicke sogen. planparalleler Platten. 50. Anwendungen der Interferenzen zu verschiedenen physikalischen Messungen. 51. Anwendungen der Interferenzen in der Astronomie. 52. Interferentialrefraktor von Jamin. 53. Modifikationen von Michelsons Interferometer. 54. Lichtwellen als Längeneinheiten. 55. Michelsons Auswertung des Meters in Lichtwellen. 56. Methode von Benoit zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen. 57. Methode von Perot und Fabry zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen. 58. Einheit der Masse. 59. Methode von Macé de Lépinay zur Messung der Dicke und des Brechungsexponenten planparalleler Platten. 60. Wellenlängennormalen. 61. Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum. Literaturverzeichnis. Register.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 18

Kinematik organischer Gelenke

Von Prof. Dr. Otto Fischer in Leipzig. Mit 77 Abbildungen. XII, 261 S. 1907. Geh. M 8.—, geb. M 9.—.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. 1. Teil: Über die Formen der Gelenkflächen und die aus denselben sich ergebenden möglichen Arten der Gelenkbewegungen. A. Gelenke mit ausgedehntem Flächenkontakt. 1. Gelenke mit starren Flächen. 2. Gelenke mit deformierbaren Flächen. B. Gelenke mit geringem Flächenkontakt. 3. Allgemeine Betrachtungen über die Arten der Gelenkbewegungen. 4. Zylindergelenke. 5. Gelenke mit beliebiger Form der Gelenkflächen. 6. Die Winkelgeschwindigkeiten der verschiedenen Komponenten der allgemeinsten Gelenkbewegung. 7. Einfluß der Deformierbarkeit des Gelenkknorpels auf die Bewegung in Gelenken mit geringem Flächenkontakt. 8. Ausfüllung der Gelenkspalten. — 2. Teil: Über die Bewegungsfreiheit. 9. Die Bewegungsfreiheit in einzelnen Gelenken. 10. Die Bewegungsfreiheit in Gelenksystemen. — 3. Teil: Bewegung in speziellen Gelenken. 11. Allgemeines über die Methoden der Untersuchung spezieller Gelenke. 12. Empirische Ableitung spezieller Bewegungen eines ganzen Gelenksystems. 13. Spezielle Beispiele bestimmter zu einem Gelenk gehörender Relativbewegungen. 14. Bewegungsgesetze in speziellen Gelenken von zwei Graden der Freiheit. Lehrbücher, in denen organische Gelenke behandelt werden. Monographien über Gelenke und Gelenkbewegung. Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Deutsche Literaturzeitung. „Das ganze Buch ist mit beneidenswerter Präzision und Prägnanz geschrieben, der Aufwand an Geometrie und Algebra ist so bescheiden, daß man erwarten sollte, Mediziner und Zoologen werden sich durcharbeiten können. Jedenfalls wird es für sie die beste Einführung in die Gelenkmechanik sein. Für alle aber, die das Studium der Gelenke als Spezialität betreiben, wird die Fischersche Kinematik ganz unentbehrlich sein."

Leipziger Medizinische Monatsschrift. „...Wenn Fischer, der durch seine Forschungen auf diesem Gebiete längst bekannt ist, auch in bescheidener Weise sagt, daß sein Werk kein Lehrbuch der in den lebenden Körpern vorkommenden speziellen Gelenke sein soll, so müssen wir es doch als ein solches ansehen, denn er hat es verstanden, uns in klarer und übersichtlicher Weise die Verhältnisse, auf die es ankommt, darzulegen. Wir haben die meisten Werke, die sich mit dem Gegenstande der Gelenklehre oder der Statik und Mechanik des menschlichen Knochengerüstes beschäftigen, in der Hand gehabt, müssen aber sagen, daß uns keines eine derartige präzise Auskunft und klare Vorstellung der Verhältnisse gegeben hat wie die Kinematik Fischers..."

Reichs-Medizinal-Anzeiger. „Der Aufgabe der organischen Kinematik, die kinematischen Gesetze besonders den Zoologen, den Medizinern und den gebildeten Laien klar zu machen, hat Verf. sich in dem vorliegenden Buche unterzogen und diese Aufgabe vorzüglich gelöst..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 19

Franz Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer

Von Dr. A. Wangerin, Professor an der Universität Halle a. S. Mit einer Textfigur und einem Bildnis Neumanns in Heliogravüre. X, 185 S. 1907. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. Erster Teil: Franz Neumanns Leben. — Zweiter Teil: Neumanns wissenschaftliche Arbeiten. 1. Die kristallographisch-mineralogischen Arbeiten. 2. Arbeiten zur Wärmelehre. 3. Arbeiten aus der Optik und Elastizitätstheorie. 4. Arbeiten über induzierte Ströme. 5. Mathematische Arbeiten. 6. Wissenschaftliche Untersuchungen Neumanns, die nicht von ihm selbst veröffentlicht sind. — Dritter Teil: Vorlesungen, Seminar, Laboratorium. 1. Die gedruckten Vorlesungen. 2. Das Seminar. 3. Neumanns Bestrebungen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums.

Aus den Besprechungen.

Die Physikalische Zeitschrift schreibt: „Die Materie des letzterschienenen Heftes der Sammlung »Die Wissenschaft« bildet die Biographie eines großen Gelehrten, des Königsberger Physikers und Mathematikers Franz Neumann. Nicht mit Flittern äußeren Glanzes umgibt A. Wangerin die markante Persönlichkeit dieses Mannes, für dessen edle Bescheidenheit und herzgewinnende Güte er aber nicht genug Worte finden kann. In schlichten einfachen Worten schildert der Verfasser die harten Entwicklungsjahre mit ihren zahlreichen Entbehrungen, die der Lehrer und Forscher Neumann durchzumachen hatte, um sich dann eingehend mit Neumanns wissenschaftlichen Arbeiten zu befassen. Neumanns erste Arbeiten liegen auf kristallographisch-mineralogischem Gebiet. Später sind es Beiträge zur Wärmelehre, Optik und Elastizitätstheorie. Aus der Elektrizitätslehre bearbeitete er die induzierten Ströme. Seine bedeutendste mathematische Arbeit ist diejenige über Kugelfunktionen. Das Buch enthält ferner Mitteilungen über Arbeiten aus Neumanns Seminar und Laboratorium.

Nicht ohne ein gewisses Mitleid wird man das letzte Kapitel lesen, welches von Neumanns Bestrebungen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums berichtet..."

Deutsche Literaturzeitung. „... Einer der ältesten überlebenden Schüler Fr. Neumanns, Prof. A. Wangerin in Halle, hat sich der Aufgabe unterzogen, Fr. Neumann als Forscher und Lehrer zu schildern, und nicht nur die anderen Schüler des großen und trefflichen Mannes, zu denen auch der Ref. sich zählt, alle Physiker sind dem Verfasser dafür zu Dank verpflichtet, daß er mit solcher Hingabe und mit solcher Beherrschung des Stoffes seine Aufgabe gelöst hat. Auch bezüglich der Beurteilung der verschiedenen Neumannschen Leistungen kann sich der Ref. in allen wesentlichen Punkten dem Vert. völlig anschließen..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 20

Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie

Von **Prof. Dr. J. P. Kuenen** in Leiden. Mit 9 Abbildungen. X, 241 S. 1907. Geh. M 6.50, geb. M 7.10.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Kondensationserscheinungen und Kontinuitätsprinzip. 2. Kapitel. Kinetische Theorie idealer Gase. 3. Kapitel. Kinetische Theorie unvollkommener Gase: Zustandsgleichung. 4. Kapitel. Erklärung der Verflüssigungserscheinungen nach der Zustandsgleichung; Erweiterung der Kontinuitätstheorie. 5. Kapitel. Anormale Kondensations- und kritische Erscheinungen: A. Nichtkonstanz des Dampfdruckes. B. Kritische Erscheinungen. 6. bis 9. Kapitel. Vergleich der Zustandsgleichung mit der Erfahrung: A. Kritische Gleichungen. B. Homogene Zustände. C. Sättigungsgebiet. D. Thermische Größen. 10. Kapitel. Molekulare Dimensionen. 11. Kapitel. Gesetz der korrespondierenden Zustände. Gleichförmigkeitsprinzip. 12. und 13. Kapitel. Verbesserung der Zustandsgleichung; Anzuwendende Merkmale: A. Theorie der Volumkorrektion. B. Theorie der molekularen Attraktion: Verbesserung der beiden Korrektionsglieder. 14. Kapitel. Mathematische Methoden der Herleitung der Zustandsgleichung.

Aus den Besprechungen.

Physikal.-chemisches Zentralblatt. „Der Verf. hat eine schwierige Aufgabe übernommen, in Form einer Monographie das im Titel bezeichnete Thema zu bearbeiten. Sicher vielen wird das vorliegende Buch willkommen sein.

Die wohlgeordnete Zusammenfassung des Bekannten und die objektive und kritische Behandlungsweise machen es einerseits dem Fachmanne wertvoll, der eine Fülle von Anregungen zur weiteren theoretisch-mathematischen oder experimentellen Ausgestaltung des Problems finden wird. Besonders das bis jetzt zutage geförderte experimentelle Material ist absolut unzulänglich, hier harrt noch ein großes, fruchtbares, aber auch äußerst schwieriges Gebiet der eingehenden experimentellen Bearbeitung.

Anderseits sind einzelne Kapitel allgemeineren Inhalts so einfach und anregend geschrieben, daß diese vereint auch dem Anfänger mit mäßigen Kenntnissen in der höheren Mathematik ein abgerundetes Bild über das Wesen und die Erfolge der Zustandsgleichung und der sich ihr anschließenden Fragen geben können.

Lobend sei noch der sorgfältigen Literaturangaben gedacht und deren zweckmäßigen systematischen Zusammenstellung am Schlusse jedes größeren Kapitels."

Jahrbuch der Chemie. „... Die Darstellung der vorliegenden Monographie ist mustergültig und setzt, was vielen Chemikern besonders erwünscht sein dürfte, kein allzu großes Maß mathematischer und theoretisch-physikalischer Kenntnisse voraus."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 21

Radioaktive Umwandlungen

Von E. Rutherford, Professor der Physik an der Mc Gill-Universität in Montreal. Übersetzt von M. Levin. Mit 53 Abbildungen. VIII, 285 S. 1907. Geh. M 8.— geb. M 8.60.

Inhaltsverzeichnis. The Silliman Foundation. — Preface. — Vorbemerkung zur deutschen Ausgabe. — Kapitel 1. Historische Einleitung. — Kapitel 2. Die radioaktiven Umwandlungen d. Thoriums. — Kapitel 3. Die Radiumemanation. — Kapitel 4. Die Umwandlungen des aktiven Niederschlages des Radiums. — Kapitel 5. Der langsam sich umwandelnde aktive Niederschlag des Radiums. — Kapitel 6. Ursprung und Lebensdauer des Radiums. — Kapitel 7. Die Umwandlungsprodukte des Uraniums und Aktiniums und der Zusammenhang zwischen den Radioelementen. — Kapitel 8. Die Entstehung von Helium aus Radium und die Umwandlung der Materie. — Kapitel 9. Die Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre. — Kapitel 10. Die Eigenschaften der α-Strahlen. — Kapitel 11. Radioaktive Prozesse im Lichte physikalischer Anschauungen.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht. „... Im März 1905 hat Rutherford an der Yale University eine Reihe von Vorlesungen gehalten, die hauptsächlich des Verf. eigenstes Arbeitsgebiet, die radioaktiven Umwandlungen, zum Gegenstand hatten. In der vorliegenden Veröffentlichung sind indessen alle bis zum Beginn von 1907 erschienenen Arbeiten berücksichtigt. Dem Buch haftet noch in der Übersetzung etwas von der lebhaften Frische des Vortrages an. Meisterhaft in ihrer klaren Knappheit ist die historische Einleitung, die uns zeigt, wie in ca. 10 Jahren durch das Handinhandarbeiten von Physikern und Chemikern aller Länder unsere Kenntnisse von Materie und Strahlung erweitert und vertieft worden sind. Den kühnsten Schritt tat eben Rutherford in der Aufstellung der Umwandlungshypothese, die alle bisherigen Anschauungen von Elementen und Atomen umstieß, aber eine Fülle von Erscheinungen zusammenfaßte, die vorher nur verwirrten. Die Hypothese reicht noch jetzt aus, um alle seit ihrer Aufstellung gefundenen Tatsachen zu erklären, und dennoch — zum Lobe des Autors sei es besonders hervorgehoben — weiß Rutherford scharf zwischen Beobachtung und Spekulation, zwischen der Tatsache und ihrer vermutlichen Erklärung zu unterscheiden. — Jedes Wort der Empfehlung ist bei diesem Buche überflüssig."

Literarisches Zentralblatt. „... Die Vorträge sind in anregender und so anschaulicher Form niedergeschrieben, daß Physiker und Nichtfachmann, sofern er über einige naturwissenschaftliche Bildung verfügt, Genuß und Gewinn durch die Lektüre haben wird. Für den Fachmann ist das Heft eine Quelle anregender Gedanken und Anschauungen, während der Laie eine gute Einführung in unsere gegenwärtige Kenntnis der Radioaktivität vorfindet, neben welcher die Atomzerfallstheorie, die Elektronentheorie zur Erörterung gelangt und die Bedeutung für unser Wissen von der Luftelektrizität sowie für den Ausbau und die Bestätigung wichtiger physikalischer Grundanschauungen gebührend geltend gemacht wird."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 22

Kant und die Naturwissenschaft

Von Prof. Dr. Edm. König in Sondershausen.
VI, 232 S. 1907. Geh. M 6.—, geb. M 7.—.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Naturwissenschaft und Naturphilosophie. — 2. Kapitel. Kant und die Naturwissenschaft seiner Zeit. 1. Einfluß der Naturwissenschaft auf Kants Philosophie. 2. Kant als Naturforscher. — 3. Kapitel. Die Leitsätze der kritischen Erkenntnislehre. 1. Die kritische Fassung des Erkenntnisproblems. 2. Anschauung und Denken — Aposteriori und Apriori. 3. Der Raum. 4. Die Denkformen (Kategorien). 5. Grenzen der Erkenntnis. — Endergebnisse. — 4. Kapitel. Kants Einwirkung auf die Naturwissenschaft des 19. Jahrhunderts. — 5. Kapitel. Das Problem des Raumes und der Bewegung. 1. Der Anschauungsraum. 2. Der Raum der Geometrie. 3. Der physische Raum. — 6. Kapitel. Erscheinung und Wesen — Erfahrung und Theorie (Kritik des Phänomenalismus). — 7. Kapitel. Das physikalische Problem. 1. Die Grundlagen der mechanischen Naturanschauung. 2. Die Prinzipien der Mechanik. 3. Die Konstitution der Materie. 4. Kinetik und Energetik. — 8. Kapitel. Das biologische und das psychophysische Problem. 1. Gegensatz der mechanistischen und der teleologischen Biologie. 2. Der Zweckbegriff bei Kant. 3. Ist der Zweckbegriff Kategorie? 4. Die Hauptformen der naturwissenschaftlichen Teleologie. 5. Die psychophysische Kausalität. 6. Schluß. Zusätze.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure. „Der Verfasser sucht zu zeigen, daß insbesondere die erkenntnistheoretischen Anschauungen Kants, denen sich die Erkenntnistheorie der neueren Naturwissenschaft in verschiedenen wesentlichen Punkten in bemerkenswerter Weise ganz von selbst genähert hat, mit den Ergebnissen der naturwissenschaftlichen Forschung durchaus vereinbar und geeignet sind, als Grundlage für eine einheitliche Lösung der naturphilosophischen Probleme zu dienen. Das Buch wird allen denen willkommen sein, die sich allgemein über die Hauptströmungen in der heutigen Naturphilosophie unterrichten möchten. Die Ingenieure werden die Kapitel über Raum und Bewegung, über die Grundlagen der mechanischen Naturanschauung, über die Prinzipien der Mechanik und über Kinetik und Energetik besonders interessieren."

Chemiker-Zeitung (am Schluß einer langen Besprechung). „... Im Rahmen einer Besprechung, selbst einer (mit Rücksicht auf die Schwierigkeit des Gegenstandes) schon ungewöhnlich langen, kann natürlich weder auf Einzelheiten eingegangen, noch mit dem Verfasser über deren Auffassung und seinen Gesamtstandpunkt gerechtet werden; doch dürften schon obige Andeutungen genügen, um die Leser dieser Zeitschrift auf die Fülle wichtiger Lehren und Gedanken hinzuweisen, die das Königsche Buch enthält, und die namentlich den Naturforscher anregen sollten, auch seinerseits weiter zu denken und, unbeirrt durch jegliche Autorität, nach fernerer Aufklärung zu streben. »Aufgeklärt sein«, so sagt Kant, »heißt: den Mut haben, sich seines eigenen Verstandes zu bedienen«.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 23

Synthetisch-organische Chemie der Neuzeit

Von Dr. Julius Schmidt, a. o. Professor an der Königl. Technischen Hochschule in Stuttgart. X, 185 S. 1908. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Erläuterung des Begriffes Synthese. Historische Bemerkungen. Über die Behandlungsweise des Stoffes. Kohlensuboxyd. Knallsäure. — 1. Kapitel. Bedeutung der Organomagnesiumhaloide für synthetische Zwecke. — 2. Kapitel. Einige synthetische Ergebnisse aus der Zuckergruppe. Asymmetrische Synthese. — 3. Kapitel. Synthetische Reaktionen, welche zu Aldehyden und Ketonen führen. — 4. Kapitel. Dimethylsulfat als Methylierungsmittel. — 5. Kapitel. Synthesen mit Hilfe von Aziden. — 6. Kapitel. Methoden von E. Fischer zur Synthese von Polypeptiden. — 7. Kapitel. Synthesen durch Aufspaltung und Umwandlungen zyklischer Basen. — 8. Kapitel. Synthesen auf dem Gebiete der Alkaloidchemie, der künstlichen Arzneimittel und in der Puringruppe. — 9. Kapitel. Synthesen von Farbstoffen und mehrkernigen aromatischen Verbindungen. — 10. Kapitel. Synthesen von Riechstoffen, von hydroaromatischen und diesen nahestehenden Verbindungen. — 11. Kapitel. Synthesen verschiedener organischer Verbindungen auf elektrochemischem Wege. — Namenregister. — Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „Das 23. Heft der »Wissenschaft« bildet eine höchst willkommene Ergänzung unserer Lehrbücher der organischen Chemie in mehrfacher Hinsicht. Enthält es doch neben den kurz angedeuteten üblichen Synthesen in ausführlicher Besprechung neuere Verfahren, welche in den Lehrbüchern nicht oder höchstens ganz oberflächlich gestreift werden, so namentlich die vielseitige Anwendung der Organomagnesiumhaloide, stets unter eingehender Würdigung des wirtschaftlichen Wertes der betreffenden Methode. Da die Darstellungsverfahren der Duftstoffe, Farbstoffe und Heilmittel ebenfalls in den Rahmen der Besprechung fallen und das Buch bei aller wissenschaftlichen Strenge doch leicht faßlich geschrieben ist, so kann es unbedenklich nicht nur dem Fachmann, sondern auch weiteren Kreisen (Pharmazeuten, Physiologen, Ärzten usw.) nachdrücklich empfohlen werden."

Zentralblatt für Pharmazie und Chemie. „Die synthetisch-organische Chemie hat in der Neuzeit, d. h. in den letzten 10 bis 15 Jahren Errungenschaften aufzuweisen von so allgemeinem Interesse, wie sie sich nie hatten voraussehen lassen. Die vorliegende Schrift soll ein Bild derselben entwerfen. In ihr sind die außerordentlich zahlreichen Ergebnisse je nach ihrer größeren oder geringeren Bedeutung mehr oder weniger ausführlich behandelt worden. Dabei hat der Verfasser mit Rücksicht auf den größeren Leserkreis, für den das Buch bestimmt ist, für eine leicht faßliche, aber doch streng wissenschaftliche Form des meist aus den Quellen geschöpften Materials Sorge getragen und auch die Wichtigkeit einschlägiger Entdeckungen in wirtschaftlicher Hinsicht entsprechend gewürdigt.

Gerade das vorliegende Thema mit seinen mannigfachen Beziehungen zum praktischen Leben dürfte verhältnismäßig leichter als manch anderes abstrakteres Gebiet der Naturwissenschaften das Interesse eines weiteren Kreises fesseln..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 24

Die chemische Affinität und ihre Messung

Von Dr. Otto Sackur, Privatdozent an der Universität Breslau. Mit 5 Abbildungen. VIII, 130 S. 1908. Geh. M 4.—, geb. M 4.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Die historische Entwickelung des Affinitätsbegriffes. Ältere Anschauungen über die chemische Verwandtschaftskraft. Die Abhängigkeit der Affinität von der Menge der sich umsetzenden Stoffe. Die Avidität der Säuren und Basen. Quantitative Messung der Affinität in mechanischem Maße. Definition der Affinität als maximale Arbeit nach van 't Hoff. — 2. Kapitel. Der Begriff der maximalen Arbeit und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. Das Thomson-Berthelotsche Prinzip. Der erste Hauptsatz. Der zweite Hauptsatz. Die maximale Leistung einer Arbeitsmaschine. Der Carnotsche Kreisprozeß. Die Arbeitsleistung chemischer Vorgänge. Die Helmholtzsche Gleichung. — 3. Kapitel. Die Berechnung der Affinität aus dem Betrage der Umsetzung. I. Reaktionen im homogenen System. a) Zwischen Gasen: Thermodynamische Ableitung des Massenwirkungsgesetzes; Experimentelle Bestimmung von Gasgleichgewichten (Statische Methoden. Dynamische Methoden). b) Reaktionen in Lösungen: Die Avidität von Säuren und Basen. II. Reaktionen im heterogenen System. a) Zwischen festen Stoffen und Gasen: Experimentelle Methoden zur Bestimmung d. Dissoziationsspannung; Berechnung der Affinität der Metalle zum Sauerstoff und den Halogenen. b) Reaktionen zwischen festen Stoffen und Lösungen. c) Affinität zwischen festen Stoffen. — 4. Kapitel. Elektrische Methode der Affinitätsmessung. Die maximale Arbeit eines galvanischen Elementes. Ketten vom Typus des Daniellelementes. Konzentrationsketten. Affinität der Komplexbildung. Das absolute Potential. Gasketten. Oxydations- und Reduktionsketten. — 5. Kapitel. Affinität und Temperatur. Die Gleichung der Reaktionsisochore. Berechnung der Affinität aus der Wärmetönung. Die Affinität in der Nähe des Umwandlungspunktes. Änderung der Wärmetönung mit der Temperatur. Die Nernstsche Theorie zur Berechnung von Gleichgewichten aus thermischen Größen. 6. Kapitel. Ergebnisse der Affinitätsmessung. Reaktionen zwischen Verbindungen. Reaktionen zwischen den Elementen. — Schlußbetrachtung.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die Aufgabe, die sich der Verfasser in der vorliegenden Monographie gestellt hat, den großen Fortschritt, den die Chemie der thermodynamischen Betrachtungsweise verdankt, anschaulich darzustellen, hat er in sachgemäßer Weise und Form gelöst. Das Buch übermittelt trotz seiner kurzen Fassung die wesentlichsten Errungenschaften der chemisch verwerteten Thermodynamik prägnant und zuverlässig, so daß es dem engeren und weiteren Kreise der Fachgenossen Belehrung und Anregung gibt. ... Das Buch ist jedem zu empfehlen, der eine nicht an der Oberfläche haftende Kenntnis des Gegenstandes in großen Zügen sich aneignen will, zumal dem Studierenden als Ergänzung und Unterstützung bei thermodynamischen Vorlesungen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 25

Die Korpuskulartheorie der Materie

Von Dr. J. J. Thomson, Mitgl. der Royal Society, Professor der Experimentalphysik an der Universität in Cambridge und Professor der Physik an der Royal Institution in London. Autoris. Übersetzung von G. Siebert. Mit 29 Abbildungen. VIII, 166 S. 1908. Geh. M 5.— geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Einleitung. Korpuskeln in Vakuumröhren. 2. Kapitel. Der Ursprung der Masse der Korpuskel. 3. Kapitel. Eigenschaften einer Korpuskel. 4. Kapitel. Korpuskulartheorie der Leitung in Metallen. 5. Kapitel. Die zweite Theorie der elektrischen Leitung. 6. Kapitel. Die Anordnung der Korpuskeln im Atom. 7. Kapitel. Über die Anzahl der Korpuskeln im Atom. — Register.

Aus den Besprechungen.

Naturwissenschaftliche Wochenschrift. „In dem vorliegenden Werke legt der Verfasser, der den Physikern als einer der geistreichsten Forscher auf dem Gebiete der Elektronik wohl bekannt ist, seine Anschauungen über den Aufbau der Materie in ziemlich populärer Form dar. Das Buch ist also als eine Fortsetzung und Erweiterung der im Jahre 1904 ebenfalls deutsch in der Sammlung »Die Wissenschaft (Heft 3)« erschienenen Vorträge »Elektrizität und Materie« anzusehen.

In der neuen Schrift werden zunächst die grundlegenden Tatsachen der Elektronentheorie besprochen. Daran schließt sich ein Kapitel, in dem die Frage nach dem Ursprung der Masse der Elektronen mit dem Ergebnis diskutiert wird, daß die Masse der Elektronen nur scheinbar materiell, in Wahrheit aber elektromagnetischer Natur sei. Eingehend wird die Korpuskulartheorie der Wärme- und der Elektrizitätsleitung in Metallen behandelt und gezeigt, daß von den beiden konkurrierenden Theorien die eine, nach der die die Leitung der Wärme und Elektrizität besorgenden Elektronen insofern dauernd im Metall frei sind, als sie mit den Atomen ihrer Umgebung, von denen sie sich durch Dissoziation getrennt haben, in einer Art von Temperaturgleichgewicht stehen, zu einem Widerspruch mit der Erfahrung führt, indem der Wert für die spezifische Wärme der Metalle, wenn sie richtig wäre, viel größer (bei Silber zehnmal so groß) sein müßte, als er tatsächlich ist. Die andere Theorie, welche voraussetzt, daß die Elektronen nicht dauernd, sondern nur während der kurzen Zeit frei sind, die sie zur Zurücklegung des Weges von einem Atom zum Nachbaratom brauchen, vermeidet diese Schwierigkeit, und ihr ist, da sie alle anderen Beobachtungen ebensogut wie die erste Theorie erklärt, der Vorrang zu geben. Zwei Kapitel über den Aufbau der chemischen Atome aus positiver Elektrizität und negativen Elektronen und deren Anordnung im Atom beschließen das Buch...

Die Lektüre der »Korpuskulartheorie der Materie« ist nicht leicht, aber sie bietet dem, der die Mühe der Durcharbeitung nicht scheut, einen großen Genuß."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 26

Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in Natur und Technik

Von Dr. P. Vageler in Königsberg i. Pr. Mit 16 Abbildungen im Text und auf 5 Tafeln. VIII, 132 S. 1908. Geh. M 4.50, geb. M 5.20.

Inhaltsverzeichnis. I. Einleitung. — II. Die Hauptquellen des gebundenen Stickstoffs. — III. Bindung von Stickstoff ohne Mitwirkung von Organismen. — IV. Die Bindung von atmosphärischem Stickstoff durch frei lebende Bakterien. 1. Grundlagen und Vorarbeiten. 2. Clostridium pasteurianum Win. und Verwandte. 3. Die Azotobaktergruppe und sonstige stickstoffsammelnde Bakterien. 4. Stickstoffbindung auf künstlichen Nährböden. — V. Die Stickstoffbindung durch frei lebende Bakterien im Boden. — VI. Stickstoffbindung durch sonstige frei lebende Organismen. — VII. Stickstoffbindung durch Bakterien und sonstige Mikroorganismen im Verein (Symbiose) mit grünen Pflanzen. 1. Grundlagen und Vorarbeiten. 2. Die Züchtung der Knöllchenerreger auf künstlichem Nährboden. 3. Knöllchenbakterien und Wirtspflanzen. — VIII. Die Bodenimpfung mit Knöllchenbakterien. — IX. Leguminosen als Stickstoffsammler in der Praxis. — X. Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in der Technik. 1. Die Gewinnung des Luftstickstoffs mit Hilfe der Elektrizität. 2. Kalkstickstoff und Stickstoffkalk. — Schlußbetrachtung. — Register.

Aus den Besprechungen.

Monatsblätter des wissenschaftlichen Clubs in Wien. [7.] „Drohende Erschöpfung der Salpeterfundstätten, zunehmende Verwendung stickstoffhaltiger Düngmittel in der Landwirtschaft, anwachsender Bedarf von Salpetersäure in der chemischen Industrie machen es zu einem der wichtigsten Probleme der Hand in Hand arbeitenden technischen und Naturwissenschaften, sich in der Herstellung stickstoffhaltender und stickstoffabgebender Substanzen von dem gebundenen Stickstoff unabhängig und das unendliche Stickstoffreservoir der atmosphärischen Luft der Menschheit nutzbar zu machen.

Soviel man weiß, wird Stickstoff in der Natur von gewissen Pflanzen assimiliert unter Vermittlung lebender Organismen, lösliche Stickstoffverbindungen bilden sich in geringer Menge in der Luft, aber die fortgeschrittene Technik unserer Zeit hat ein Verfahren gefunden, den fast reaktionsunfähigen trägen Stickstoff der Luft durch Überleiten über erhitzte Karbide technisch zu verwerten und als jüngstes Glied in der Kette epochaler Erfolge der Elektrochemie den Stickstoff der Luft durch Durchleiten im elektrischen Flammenbogen zu oxydieren und sodann in lösliche Salze überzuführen.

Das hübsch illustrierte Büchlein, das das 26. Heft der im Viewegschen Verlage erscheinenden Sammlung »Die Wissenschaft« bildet, legt das Hauptgewicht der Darstellung auf die Assimilation des Stickstoffes durch lebende Organismen, welcher Abteil ungefähr die Hälfte der Seitenzahl umfaßt. Die Darstellung ist klar, ungemein populär und gleichzeitig wissenschaftlich, für die Interessenten der Frage, als da sind: Chemiker, Techniker, Landwirte, Volkswirtschaftler und Biologen ist es bestens zu empfehlen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 27

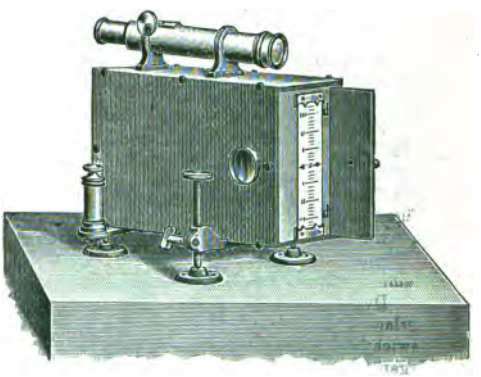
Die Schwerebestimmung an der Erdoberfläche

Von Prof. Dr. Joh. Bapt. Messerschmitt,
Konservator des Erdmagnetischen Observatoriums und der Erdbebenhauptstation in München.
Mit 25 Abbildungen. VIII, 158 S. 1908. Geh. M 5.—, geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. I. Allgemeine Begriffe. 1. Richtung der Schwere. 2. Schwerpunkt. 3. Maß der Schwerkraft. — II. Der freie Fall. 1. Gesetze. 2. Die Schwere wirkt auf alle Körper gleich. 3. Fallmaschinen. — III. Allgemeine Schwere oder Gravitation. — IV. Das Pendel. 1. Mathematisches Pendel. 2. Physisches Pendel. 3. Spezielle Fälle. — V. Bestimmung der Intensität der Schwere durch Pendelmessungen. — VI. Absolute Messungen der Schwerkraft. 1. Fadenpendel. 2. Reversionspendel. — VII. Relative Schwerebestimmung. 1. Sternecksche Pendel. 2. Apparat von Defforges. 3. Andere Apparate. — VIII. Reduktion auf Meereshöhe. — IX. Die normale Schwerkraft in Meereshöhe. — X. Verteilung der Schwere auf der Erde, Konstitution der Erdrinde. — XI. Räumliche und zeitliche Veränderung der Schwerkraft, Krümmungsverhältnisse der Niveauflächen. — XII. Einfluß der Schwerkraft auf die geometrischen Höhenmessungen. — Literatur. — Register.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde. „Trotz der großen Bedeutung, welche die Schwerebestimmungen an der Erdoberfläche besonders in den drei letzten Jahrzehnten infolge der Vervollkommnung der Beobachtungs-Hilfsmittel und -Methoden gewonnen haben, ist doch die Theorie und Praxis der Messungen in weiten Kreisen so gut wie unbekannt geblieben. Hieran war zum Teil wohl Schuld, daß sich, so weit dem Referenten bekannt ist, in der vorhandenen Literatur kein geeignetes Buch für eine eingehendere, dabei aber keine größeren Ansprüche an die mathematische Vorbildung des Lesers stellende Einführung in das Gebiet der Schweremessungen findet. Diesem Mangel hilft das vorliegende Buch in glücklicher Weise ab.“



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 28

Die Kraftfelder

Von V. Bjerknes, Professor der Mechanik und der mathematischen Physik an der Universität Christiania. Mit 29 Abbildungen. XVI, 174 S. 1909. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. 1. Kapitel. Kinetischer Auftrieb. 2. Kapitel. Die Kraft gegen einen pulsierenden Körper. 3. Kapitel. Felder und Fernwirkungen pulsierender Körper. 4. Kapitel. Flüssigkeitsbewegungen, erzeugt durch die Impulse äußerer Kräfte. 5. Kapitel. Felder und scheinbare Fernwirkungen oszillierender Körper. 6. Kapitel. Grenzflächenbedingungen an Heterogenitätsstellen. 7. Kapitel. Heterogenes flüssiges System mit undurchdringlichen Körpern. 8. Kapitel. Umriß der Theorie der Vektorfelder. 9. Kapitel. Über schwingende Bewegungen. 10. Kapitel. Die Grundgleichungen des hydrodynamischen Feldes mit undurchdringlichen Körpern. 11. Kapitel. Hydrodynamische Kraftfelder mit durchströmten Körpern. 12. Kapitel. Kraftfelder in flüssigen Medien mit gyrostatischen Eigenschaften.

Aus den Besprechungen.

Annalen der Elektrotechnik. „Seit der Zeit Newtons pflegten die Physiker ihren Erklärungen der physikalischen Erscheinungen durchgehends die Vorstellung von Fernwirkungen zugrunde zu legen. Erst Faraday stellte dieser Auffassung die Idee des Kraftfeldes gegenüber. Nach ihm legte Maxwell in seinen berühmten Gleichungen die formalen Beziehungen des elektromagnetischen Kraftfeldes zu Raum und Zeit fest. Diese Theorie Maxwells erhielt durch die klassischen Versuche von H. Hertz eine glänzende Bestätigung, die den Erfolg hatte, daß von jetzt ab die Vorstellung von Kraftfeldern die Fernwirkungshypothese vollständig verdrängte. Was uns die Maxwellsche Theorie in endgültiger Form gegeben hat, ist aber nur die formale Beziehung der elektrischen und magnetischen Vektorgrößen zu Raum und Zeit. Über die innere Natur der Kraftfelder weiß man auch durch sie nichts Näheres. Das hier vorliegende Buch enthält in übersichtlicher Zusammenstellung die Resultate einer langen Reihe von Forschungen, welche unternommen sind mit dem Ziele, womöglich Licht auf diese dunkle Frage zu werfen. Unmittelbarer Gegenstand der Untersuchung sind nicht die elektromagnetischen Kraftfelder selbst, sondern ihnen analoge Felder, die in bewegten Flüssigkeiten und in Medien mit gewissen Elastizitätseigenschaften auftreten. Für das Studium dieser Felder hat der Verfasser neue Methoden geschaffen, welche eine einfache Ableitung der früher schwer zugänglichen Resultate gestatten. In sehr einfacher Weise entwickelt er die Theorie zweier Klassen von hydrodynamischen Felderscheinungen, der C. A. Bjerknesschen, wo schwingende, und der Euler-Kelvinschen, wo stationäre Bewegung der Flüssigkeit zugrunde liegt. Die bekannte, in beiden Fällen auftretende Analogie mit elektrostatischen oder magnetischen Feldern wird eingehend dargelegt, und die zur Verifikation der Resultate dienenden Versuche werden beschrieben. Als unmittelbare Fortsetzung dieser hydrodynamischen Untersuchung entwickelt der Verfasser die Theorie ähnlicher Kraftfelderscheinungen in Medien mit Elastizität der eigentümlichen gyrostatischen Art, welche Mac Cullagh zur Erklärung optischer, und Lord Kelvin zur Veranschaulichung elektrodynamischer Erscheinungen einführten und die nach ihnen viele Forscher benutzt haben, um mechanische Bilder der allgemeinsten elektromagnetischen Felderscheinungen zu konstruieren.“

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 29

Physiologie der Stimme und Sprache

Von Prof. Dr. Hermann Gutzmann in Berlin.
Mit 92 zum Teil farbigen Abbildungen im Text und auf 2 Tafeln. X, 208 S. 1909. Geh. M 8.— geb. M 9.—.

Inhaltsverzeichnis. I. Physiologie der Atmung und Stimme. A. Anatomische Vorbemerkungen. 1. Atmung. 2. Stimme. B. Die Atembewegungen beim Sprechen. 1. Registrierung der Atembewegungen. 2. Typus der normalen Sprechatmung. Registrierung des Atemvolumens beim Sprechen. C. Die Stimme. 1. Bildung der Stimme. 2. Tonhöhe und Tonstärke. 3. Register. 4. Genauigkeit der Stimme. 5. Stimmeinsätze. 6. Stimmlage und Stimmumfang. 7. Flüsterstimme u. Bauchrednerstimme. — II. Physiologie der Sprachlaute. A. Anatomische Vorbemerkungen. Der Aufbau des Ansatzrohres. B. Die Physiologie des Ansatzrohres: 1. Klanganalyse der Sprachlaute: a) Analyse der menschlichen Stimme durch einfaches Hören. b) Graphische Analyse der Klänge. c) Klangkurven. d) Analyse der Klangkurven. e) Resultate der Klanganalyse. f) Theorie der Vokale. g) Synthese der Vokale. h) Analyse der Konsonanten. 2. Formen und Bewegungen des Ansatzrohres: a) Analyse der Sprachbewegungen durch Beobachten. b) Analyse der Sprachbewegungen durch registrierende Instrumente: Akustische Registrierung; Optische Registrierung; Direkte Meßmethoden. c) Anwendung der Registrierung auf die einzelnen Bewegungen: Luftbewegung der Artikulation; Kehlkopfbewegungen; Unterkieferbewegungen; Zunge und Mundboden; Gaumensegel; Lippen. d) Apparate für die Gesamtaufnahme der Artikulationsorgane. e) Färbemethoden. 3. Die Sprachlaute: a) Vokale und Konsonanten. b) Die Vokale. c) Die Konsonanten: Verschlußlaute, Media und Tenuis; Reibelaute; *L*-Laute; *R*-Laute; Resonanten; Laute des vierten Artikulationssystems; Kehlkopflaute; Schnalzlaute (Clixe). d) Die Sprachlaute in der Verbindung: Doppelvokale und Doppelkonsonanten; Silbe, Wort, Satz. 4. Die Akzente der Sprache. 5. Die phonetische Schrift. — Literaturverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Berliner klinische Wochenschrift. „Wie sehr Verfasser den Gegenstand beherrscht, geht aus der Klarheit seiner Darstellungen hervor; die Schilderung der an sich oft recht schwierigen Forschungsmethoden und die Deutung der Resultate läßt dem Leser manches einfach und verständlich erscheinen, was in Wirklichkeit nur durch mühsame Arbeit klargelegt werden konnte. Das Literaturverzeichnis enthält 263 Nummern. Das Buch ist unentbehrlich für den Spracharzt, den Laryngologen und für den Physiologen, ferner für den Taubstummenlehrer, für den Gesangspädagogen und den Lehrer der Rhetorik; aber auch für die Philologen, Linguisten und Phonetiker enthält es viel Wissenswertes. Vielleicht bekehrt es auch den einen oder anderen jener rückständigen Philologen, welche die experimentelle Phonetik noch nicht als Wissenschaftszweig anerkennen wollen. Für jeden Arzt aber wird die Lektüre des Buches, dem wir ein glänzendes Prognostikon stellen, belehrend und genußreich sein."

Medizinische Klinik. „... Durch seine eingehende, durch zahlreiche eigene Spezialforschungen begründete Orientierung auf diesem Wissensgebiet ist in der Tat Gutzmann in hervorragender Weise berufen und befähigt, die Kernpunkte zu erkennen und herauszuheben und eine wirklich gute Darstellung dieser für den Arzt und den Psychologen, Physiologen und den Physiker gleich wichtigen Materie zu geben. Das Buch kann der Beachtung derjenigen, welche in diesem und den angrenzenden wissenschaftlichen Gebieten arbeiten, nur warm empfohlen werden."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 30

Die atmosphärische Elektrizität

Methoden und Ergebnisse der modernen luftelektrischen Forschung

Von H. Mache, a. o. Prof. a. d. Techn. Hochschule in Wien, und E. v. Schweidler, a. o. Prof. a. d. Universität in Wien.

Mit 20 Abbildungen. XI, 247 S. 1909. Geh. M 6.—, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Das elektrische Feld der Atmosphäre. Allgemeine Eigenschaften des Feldes. Instrumentarium zur Messung des Potentialgefälles. Methode der Messung des Potentialgefälles am Erdboden. Reduktion auf die Ebene. Methode der Messung des Potentialgefälles im Ballon. Beobachtungsresultate. — 2. Kapitel. Die Elektrizitätsleitung der Atmosphäre. Coulombs Zerstreuungsgesetz. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat. Grundzüge der Ionentheorie. Anwendung der Ionentheorie auf die Apparate zur Bestimmung der Leitung der freien Atmosphäre: 1. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat mit Schutzzylinder. 2. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat ohne Schutzzylinder. 3. Scherings Zerstreuungsapparat. 4. Gerdiens Aspirator. Beobachtungsresultate: a) Zerstreuungsbeobachtungen mit Schutzzylinder; b) Zerstreuungsmessungen mit freistehendem Zerstreuungskörper; c) Absolute Messungen des Leitvermögens. — 3. Kapitel. Die Ionen der Atmosphäre. Ionenzahl, Eberts Aspirator. Ionenbeweglichkeit. Wiedervereinigung der Ionen (Molisierung). Adsorption und Diffusion der Ionen. — 4. Kapitel. Die Ionisatoren und Elektrisatoren der Atmosphäre. A. Elektrisierung und Ionisierung beim Zerspritzen von Wasser in Luft. B. Elektrisierung durch die Emission von Elektronen von belichteten Oberflächenteilen der Erde. Lichtelektrische Aktinometrie. C. Ionisierung durch ultraviolettes Licht. D. Ionisierung durch Becquerelstrahlung: a) Die radioaktiven Substanzen; b) Das Vorkommen radioaktiver Substanzen auf der Erde und in der Atmosphäre: I. Allgemeine Verbreitung radioaktiver Substanzen im Erdboden; Radioaktivität von Gesteins- und Erdarten; Radioaktivität der Bodenluft; Radioaktivität der Quellen. II. Vorkommen radioaktiver Emanationen und deren Zerfallsprodukte in der Atmosphäre. III. Die Bedeutung der radioaktiven Substanzen für die Ionisation der Atmosphäre. — 5. Kapitel. Elektrische Strömungen in der Atmosphäre. A. Der normale vertikale Leitungsstrom. B. Der durch die Zerfallsprodukte des Radiums und Thoriums getragene Strom. C. Konvektionsströme durch Luftbewegung. D. Konvektionsströme durch Niederschläge; Wilsons Kondensationstheorie. E. Summation der elektrischen Vertikalströme in der Atmosphäre. — 6. Kapitel. Leuchtende Entladungen in der Atmosphäre. A. Elektrische Gasentladungen im allgemeinen. B. Leuchtende Entladungen bei Gewittern: I. Die Entladungsformen bei Gewittern. II. Ionentheoretische Einordnung der natürlichen Entladungen. III. Die meteorologischen Bedingungen des Entstehens leuchtender Entladungen. C. Das Polarlicht. — 7. Kapitel. Theorien der atmosphärischen Elektrizität. — Literaturnachweis.

Aus den Besprechungen.

Elektrotechnische Zeitschrift. „In knapper, aber sehr klarer Form wird in diesem Buche geschildert, welcher Methoden sich die jetzige luftelektrische Forschung bedient, um die elektrischen Vorgänge in der Atmosphäre zu untersuchen, welche Ergebnisse allgemeinen Charakters dabei gewonnen wurden und welche Voraussetzungen theoretischer Natur sich als heuristisch wertvoll erwiesen haben..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 31

Das Klimaproblem der geologischen Vergangenheit u. histor. Gegenwart

Von Dr. Wilh. R. Eckardt, Assistent am meteorolog. Observatorium und der öffentl. Wetterdienststelle Aachen.

Mit 18 Abbildungen und 4 Karten. XI, 183 S. 1909.
Geh. M 6.50, geb. M 7.10.

Inhaltsverzeichnis. Das Klimaproblem der geologischen Vergangenheit und historischen Gegenwart. Einleitung: Zweck und Bedeutung des Gegenstandes. Das Verhältnis der Geographie zu den Naturwissenschaften, insbesondere zur Geologie. Die Bedeutung der Ergebnisse der geologischen Forschung für die Geographie. Die Klimatologie. — Die Bodenbildung unter dem Einflusse des Klimas: Die mechanische Zerstörung des festen Gesteins. Die chemische Zersetzung desselben. — Das Klima der geologischen Vergangenheit. — Das Klima im Paläozoikum. — Die präkarbonen Perioden. — Das Karbon. — Die permokarbone Eiszeit und die Glossopterisflora. — Das Klima im Mesozoikum, besonders in der Jura- und Kreideperiode. — Das Klima in der Tertiärzeit. — Die diluviale Eis- oder Schneezeit. — Die Änderungen des Klimas in historischer Zeit, insbesondere das Austrocknungsproblem. — Der Einfluß des Waldes, bzw. einer Vegetationsdecke auf das Klima und den Wasserabfluß: a) Der Einfluß des Waldes auf die Temperaturverhältnisse. b) Der Einfluß des Waldes auf die Niederschläge. — Die Klimaschwankungen; Klima und Wirtschaft. — Die allgemeine Konstanz des heutigen Klimas. — Wichtige Aufgaben der Meteorologie und Klimatologie. — Literaturangaben.

Aus den Besprechungen.

Globus. „Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, die Klimate der geologischen Vergangenheit nicht, wie es nach seiner Ansicht seither fast nur geschehen, von rein geologischem Standpunkt, sondern von der allgemein naturwissenschaftlichen Seite zur Darstellung zu bringen. Er kommt dabei zu dem Schluß, daß die gesamten klimatischen Änderungen der geologischen Vorzeit, die in großen Zügen dargestellt werden, sich aus rein meteorologischen Verhältnissen erklären lassen, die ihrerseits wieder als Folgen von Polverschiebungen infolge geologischer Veränderungen auf der Erde aufgefaßt werden. Eine periodische Wiederkehr von Kältewellen im Permokarbon, Diluvium usw. sowie eine gleichmäßige Temperierung in früher Zeit und erst spätere Differenzierung der Klimate wird abgelehnt und dagegen behauptet, daß schon von früher Zeit her Zonen auf der Erde bestanden, wenn ihre Unterschiede vielleicht auch zeitweise nicht so ausgeprägt waren wie heute. Der Abschnitt über die Änderungen des Klimas in historischer Zeit behandelt vor allem den Einfluß des Waldes auf das Klima bzw. den Zusammenhang dieser beiden. Eine Klimaänderung seit historischen Zeiten ist nach Eckardt nicht nachweisbar. Der Schlußabschnitt weist kurz auf die außerordentliche Wichtigkeit der Erforschung der klimatologischen Bedingungen des Pflanzenwuchses sowie sonstiger klimatologischer Beobachtungen hin. ."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 32

Lichtbiologie. Die experimentellen Grundlagen der modernen Lichtbehandlung

Zusammengestellt von **Dr. med. Albert Jesionek,**
Professor an der Universität Gießen. *VIII, 177 S. 1910. Geh. M 4.—, geb. M 4.80.*

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Allgemeine Bemerkungen über das Licht. — Die Einwirkung des Lichtes auf die Pflanzenwelt. — Die Einwirkungen des Lichtes auf die Bakterien. — Die Reizwirkung des Lichtes auf Bakterien und andere Mikroorganismen. — Die photodynamische Erscheinung. — Einwirkungen des Lichtes auf höhere Tiere. — Einwirkung des Lichtes auf die Haut des Menschen: Sonnenbrand und Gletscherbrand. Erfahrungen der Polarfahrer. Hautentzündung durch elektrisches Licht. Experimentelle Untersuchungen von Widmarck, Hammer, Finsen. Physiologisches Verhalten der Haut. Hautröte. Hautpigment. Hornfarbe und Epidermistrübung. Haare. Tiefenwirkung. Penetrationsfähigkeit der einzelnen Strahlen. Penetrationsfähigkeit der ultravioletten Strahlen. Kleidung. Hitzschlag. — Die histologischen Veränderungen im belichteten Hautgewebe. — Das Licht als Ursache von Hautkrankheiten: Lichtentzündung. Schutzmaßnahmen. Hydroa aestivalis. Xeroderma pigmentosum. Sommersprossen, Warzen. Pellagra. Blattern. Rotlichtbehandlung. Lichtbehandlung nach Finsen. — Einwirkungen des Lichtes auf das Blut und auf den Stoffwechsel: Lichtregulierung. Quinckes und Behrings Experimente. Lumineszenz des Blutes. — Einwirkungen des Lichtes auf das Nervensystem: Experimente mit farbigem Licht. „Sinnlich-sittliche Wirkung" der Farben nach Goethe.

Aus dem Vorworte.

„... In diesem Werkchen beabsichtige ich nun keineswegs vom ärztlichen Standpunkte aus die verschiedenen Arten und Methoden der Lichtbehandlung in allen ihren Einzelheiten zu schildern und meine subjektiven Ansichten über den Wert und Unwert der verschiedenen lichttherapeutischen Bestrebungen ausführlich zu erörtern. Der Zweck meiner Ausführungen ist der, irrtümlichen Vorstellungen entgegen zu treten und denjenigen, die sich für diese Fragen interessieren, zu zeigen, daß sich die medizinische Forschung mit den Wirkungen des Lichtes auf die belebte Natur aufs eifrigste beschäftigt und bestrebt ist, aus dem Studium des Lichtes und seiner Eigenschaften für den kranken und für den gesunden Menschen möglichst viel Vorteil zu ziehen. Dabei habe ich es mir angelegen sein lassen, aus der reichhaltigen Fülle der Literatur nur diejenigen Arbeiten zusammenzustellen, welche in die Beziehungen des Lichtes zum Leben uns einen sicheren Einblick gewähren und hinsichtlich der praktischen Verwertung des Lichtes zu grundlegenden Ergebnissen geführt haben. Auch mag diese Darstellung dazu dienen, den Leser über die weitausgebreiteten Bahnen und oft verschlungenen Pfade zu unterrichten, auf welchen sich die lichtbiologische Forschung bewegt. Nicht die verschiedenen Arten der Lichtbehandlung selbst, sondern vielmehr ihre Grundlagen, die in den verschiedenen Gebieten naturwissenschaftlicher Erkenntnis wurzeln, bilden den Gegenstand unserer Betrachtungen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 33

Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Legierungen

Von **Bernhard Dessau**, a. o. Professor der Physik an der Universität Perugia. Mit 82 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. VIII, 208 S. 1910. Geh. M 7.—, geb. M 8.—.

Inhaltsverzeichnis. I. Einleitung. — II. Allgemeines über Zweistoffsysteme. § 1. Heterogene Gleichgewichte. § 2. Gegenseitige Löslichkeit zweier Stoffe. § 3. Erkaltungs- und Erwärmungskurven. Schmelzdiagramme eines Zweistoffsystems ohne chemische Verbindungen und polymorphe Umwandlungen, mit vollständiger Mischbarkeit der Komponenten im flüssigen, vollständiger Nichtmischbarkeit im kristallisierten Zustande. § 4. Die Komponenten des Systems bilden miteinander eine unzersetzt schmelzbare chemische Verbindung, die im kristallisierten Zustande mit den Komponenten nicht mischbar ist. § 5. Die Verbindung schmilzt unter Zersetzung. § 6. Die Komponenten des Systems bilden keine chemische Verbindung, sind aber sowohl im flüssigen wie im kristallisierten Zustande in allen Verhältnissen miteinander mischbar. § 7. Die Komponenten sind im kristallisierten Zustande schon bei der Schmelztemperatur nur beschränkt ineinander löslich. § 8. Beschränkte Mischbarkeit im flüssigen Zustande. § 9. Polymorphe Umwandlungen. — III. Untersuchungsmethoden. § 1. Thermische Analyse. § 2. Metallographie. § 3. Dilatometrische und kalorimetrische Methoden. — IV. Binäre Legierungen. § 1. Legierungen ohne chemische Verbindung der Komponenten. § 2. Binäre Legierungen mit Verbindungen. § 3. Verbindungsfähigkeit und Isomorphismus der Metalle. — V. Ternäre Legierungen. — VI. Die gewerblich wichtigsten Legierungen. § 1. Eisen und Kohlenstoff. § 2. Legierungen des Kupfers. — VII. Die physikalischen Eigenschaften. § 1. Mechanische und thermische Eigenschaften. § 2. Elektrische Leitfähigkeit. § 3. Der Magnetismus der Legierungen. § 4. Elektrolytische Lösungstension und elektromotorische Kraft. — Register.

Aus dem Vorwort.

„Die Zahl der Untersuchungen über die Konstitution und die Eigenschaften der Legierungen ist in den letzten Jahren so sehr angewachsen, daß der Überblick für denjenigen, der sich nicht speziell mit dem Gegenstande beschäftigt, immer schwieriger wird. Und doch bietet gerade dieses Kapitel der physikalischen Chemie nicht nur für die Chemiker und Technologen, von denen die wissenschaftliche Erforschung desselben in erster Linie betrieben wurde, sondern auch für den Physiker ein hervorragendes Interesse. Der Versuch, das einschlägige Material zusammenfassend darzustellen, bedarf darum kaum einer Rechtfertigung. Der jetzige Zeitpunkt erschien hierfür um so geeigneter, als die Klarlegung der Konstitution der binären Legierungen dank den Arbeiten Tammanns und seiner Schüler gegenwärtig zu einem gewissen Abschlusse gediehen und damit auch für das Studium der Legierungen von mehr als zwei Komponenten, sowie für die systematische Bearbeitung des Zusammenhanges zwischen den verschiedenen Eigenschaften und der Konstitution der Legierungen erst die rationelle Grundlage gewonnen ist. In dieser Hinsicht mag die vorliegende Arbeit auch zu weiterer Forschung anregen, wenngleich begreiflicherweise die Originaluntersuchungen weder alle berücksichtigt, noch in Form von Literaturangaben sämtlich erwähnt werden konnten. Vollständigkeit wurde nur insofern angestrebt, als die verschiedenen Typen, denen man bei der Untersuchung der Konstitution der Legierungen begegnet, an charakteristischen Beispielen erläutert wurden..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 34

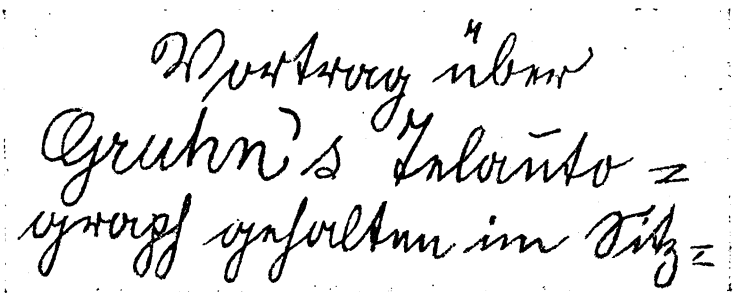
Die elektrische Fernübertragung von Bildern

Von Dr. Robert Pohl, Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Berlin. Mit 25 Abbildungen. VIII, 45 S. 1910. Geh. M 1.80, geb. M 2.50.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. — 1. Kapitel. Die Möglichkeiten der elektrischen Zeichenübertragung. — 2. Kapitel. Über Synchronismus. Zerlegung der Bilder in Flächenelemente. Uhrwerke. Casellis Pendelsynchronisierung. Nebenschlußmotore mit Zentrifugalregulatoren. Synchronisierung des Hughes-Apparates. Synchronisierung mit Korrektionsströmen. — 3. Kapitel. Kopiertelegraphen für einen Leitungsdraht. Allgemeine Ausführung. Bakewells Kopiertelegraph. Casellis Pantelegraph. Kopiertelegraphie mittels elektrischer Wellen. — 4. Kapitel. Kopiertelegraphen für zwei Leitungsdrähte. Telautographen. — 5. Kapitel. Apparate für elektrische Fernphotographie (I. Teil). Unterschied von den Kopiertelegraphen. Einteilung der Apparate. Die Empfangsapparate. Sender für Reliefbilder. Herstellung der Reliefs. Benutzung elektrischer Wellen. — 6. Kapitel. Apparate für elektrische Fernphotographie (II. Teil). Sender mit Selenzellen. Selen und Selenzellen. Selenträgheit und Kompensation. Erste Versuche mit Selensendern. Apparat Bidwells. Empfänger Korns. — 7. Kapitel. Vergrößerung der Übertragungsgeschwindigkeit.

Vorwort.

„Die große Beachtung, die das Problem der elektrischen Fernübertragung von Zeichnungen und Bildern in weiteren Kreisen gefunden hat, ließ es den Herausgebern der »Wissenschaft« wünschenswert erscheinen, eine Darstellung der bisherigen Entwicklung des Problems in die Sammlung aufzunehmen. Für eine derartige zusammenfassende Darstellung ist die größte Kürze geboten... Es liegt in der Natur des Problems, daß sich die Ausführungen zum Teil auf technischem Gebiete bewegen müssen. Doch habe ich mich bemüht, alle rein konstruktiven Einzelheiten auszuschalten, wiewohl in diesen zurzeit die eigentlichen praktischen Schwierigkeiten liegen und gerade in der technischen Durcharbeitung der Fortschritt dieser im Prinzip schon seit vielen Jahrzehnten bekannten Apparate zu suchen ist."



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 35

Die elektrischen Erscheinungen

in metallischen Leitern (Leitung, Thermoelektrizität, Galvanomagnetische Effekte, Optik)

Von **Dr. K. Baedeker**, a. o. Professor an der Universität Jena. Mit 25 Abbildungen. VIII, 146 S. 1911. Geh. M 4,—, geb. M 4,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Wesen der metallischen Leitung. Übersicht über die behandelten Erscheinungen. Prinzipien der theoretischen Behandlung. Elektronentheorie der metallischen Leitung. Einführung des Maxwellschen Verteilungssatzes nach Lorentz. Elektronenemission glühender Körper. — 1. Kapitel, Die Elektrizitätsleitung in Metallen. Allgemeines. Elektronentheorie der Leitung. Messung der Leitfähigkeit. Beobachtungsergebnisse über das elektrische Leitvermögen. Wirkung der Temperatur auf die Elektrizitätsleitung der reinen Metalle. Die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur bei schlechten Leitern. Wirkung des Drucks auf das elektrische Leitvermögen. Veränderung des Leitvermögens beim Wechsel des Aggregatzustands. Leitfähigkeit bei Modifikationsänderungen. Die Elektrizitätsleitung in Legierungen. Legierungen mit gegenseitiger Löslichkeit der Komponenten. Legierungen, welche Verbindungen enthalten. Wirkung der Temperatur auf das Leitvermögen der Legierungen. Zur Theorie der Leitung in Legierungen. — 2. Kapitel. Die Wärmeleitung in Metallen. Elektronentheorie der Wärmeleitung. Beobachtung des Wärmeleitvermögens und des Leitverhältnisses. Spezielle Beobachtungsergebnisse über Wärmeleitung und Leitverhältnis. — 3. Kapitel. Die thermoelektrischen Erscheinungen. Die Messung thermoelektrischer Kräfte und ihre Ergebnisse. Thermoelektrizität der Legierungen und Verbindungen. Einfluß des Druckes auf die thermoelektrische Kraft. Der Peltiereffekt. Der Thomsoneffekt. Thermodynamische Behandlung der thermoelektrischen Erscheinungen. Die Elektronentheorien der Thermoelektrizität. — 4. Kapitel. Die galvanomagnetischen und thormomagnetischen Erscheinungen. Allgemeines über Transversaleffekte. Die Beobachtung der Transversaleffekte und ihre Ergebnisse. Die Longitudinaleffekte. Wechselstrom-Gleichstromeffekt am Wismut. Zur Theorie der galvanomagnetischen Erscheinungen. — 5. Kapitel. Optische Eigenschaften der metallischen Leiter. Die optischen Konstanten der Metalle. Theorie der elektromagnetischen Wellen in Leitern. Elektronentheorie der langwelligen Metallstrahlung von H. A. Lorentz. Die Beobachtung der Emission und Reflexion der Metalle im langwelligen Spektrum. Die Dispersion der Metalle.

Aus dem Vorwort:

„Die elektrischen Eigenschaften der metallischen Leiter finden sich in den Lehrbüchern in der Regel an verschiedenen Stellen zerstreut untergebracht. Die rasche Entwickelung der Elektrizitätslehre, insbesondere die der Elektronenlehre im letzten Jahrzehnt gab auch auf diesem Gebiete eine solche Erweiterung des Tatsachenmaterials und eine so große Reihe gemeinsamer Gesichtspunkte, daß die in diesem Buche unternommene zusammenfassende Darstellung berechtigt erschien. Für die gewählte Darstellung war es wesentlich, daß die Theorie noch nicht in gleichem Maße, wie in anderen Gebieten die Grundlage und den Zusammenhang der Erscheinungen zu geben beanspruchen kann. An zwei Stellen wurde etwas mehr auf Einzelheiten eingegangen: bei der Richardsonschen Theorie der Elektronenemission durch glühende Leiter, die ich zum Teil als Grundlage für eine neue Theorie der Thermoelektrizität benutzte, und in diesem letzteren Kapitel selbst . . . Die experimentellen Ergebnisse des behandelten Gebiets sind ausführlicher wiedergegeben. Hier wurde eine gewisse Vollständigkeit, besonders in den Zahlenangaben, erstrebt . . . Auch wurde Wert darauf gelegt, besonders die in den verbreiteten Handbüchern und Tabellen nicht enthaltenen Zahlen wiederzugeben . . .“

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 36

Grundlagen der praktischen Metronomie

Von **Prof. Dr. Karl Scheel**, Mitgl. der Physikalisch-technischen Reichsanstalt. Mit 39 Abbildungen. XII, 168 S. 1911. Geh. M 5,20, geb. M 6,—.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. § 1. Maßeinheiten. § 2. Einheit der Zeit. § 3. Einheiten der Länge und der Masse. § 4. Aufgaben der Metronomie. § 5. Ältere Einheiten für Länge und Maße. § 6. Vereinheitlichung des Maßsystems. Das Meter. § 7. Das Kilogramm. § 8. Das Raummaß. Kubikdezimeter und Liter. § 9. Ausbreitung des metrischen Maßsystems. § 10. Tätigkeit des Bureau international des Poids et Mesures. — I. Abschnitt. Längenmessungen. § 11. Strichmaße und Endmaße. § 12. Einfache Längenmessungen an Strichmaßen. § 13. Mikroskop. § 14. Nonius. § 15. Schraubenmikrometer. § 16. Okularmikrometer. § 17. Komparator. § 18. Transversalkomparator. § 19. Kathetometer. § 20. Longitudinalkomparator. § 21. Schraubenteilmaschine. § 22. Herstellung von Teilungen. § 23. Untersuchung von Teilungen. § 24. Fehler und Korrektion. § 25. Bestimmung der inneren Teilungsfehler nach der Methode von Hansen. § 26. Erweiterte Hansensche Methode. § 27. Methode des Durchsiebens (Thiesen, Leman). § 28. Fehler von Schrauben. § 29. Fortschreitende Schraubenfehler. § 30. Periodische Schraubenfehler. § 31. Formen der Endmaße. § 32. Anschluß der Endmaße an Strichmaße. § 33. Vergleichung und Unterteilung von Endmaßen. § 34. Mikrometerschraube. § 35. Meßmaschinen. § 36. Sphärometer. § 37. Messung der Höhenunterschiede von Quecksilbersäulen. — II. Abschnitt. Einfluß der Temperatur bei den Längenmessungen. Wärmeausdehnung. § 38. Material der Maßstäbe. § 39. Normaltemperatur eines Maßstabes. § 40. Temperaturskala. § 41. Quecksilberthermometer. § 42. Platinthermometer. § 43. Thermoelement. § 44. Messung der Wärmeausdehnung auf dem Komparator. § 45. Beispiel für eine Ausdehnungsbestimmung. § 46. Messung der Wärmeausdehnung nach der Interferenzmethode. § 47. Messung der Ausdehnung durch Wägung. § 48. Bäder konstanter Temperatur. — III. Abschnitt. Massenmessungen. § 49. Allgemeine Aufgabe. § 50. Die gleicharmige Wage. § 51. Beispiele von Wagenkonstruktionen. § 52. Gleichgewichtslage der Wage. § 53. Wägung durch Substitution nach Borda. § 54. Wägung durch Vertauschen nach Gauß. § 55. Vollständige Wägung. § 56. Vergleichung mehrerer nahe gleicher Massen. § 57. Massennormale. § 58. Massensätze und ihre Etalonnierung. — IV. Abschnitt. Einfluß äußerer Verhältnisse auf die Wägungen. Ihre Berücksichtigung. § 59. Änderung der Schwere mit der Höhe. § 60. Einfluß der Luftdichte. § 61. Bestimmung der Luftdichte aus meteorologischen Beobachtungen. § 62. Messung der Lufttemperatur. § 63. Messung des Luftdrucks. § 64. Messung der Spannkraft des Wasserdampfes. § 65. Experimentelle Bestimmung der Luftdichte während der Wägung. § 66. Wägungen im Vakuum. § 67. Aufbau von Massen beliebigen Volumens. — V. Abschnitt. Raummessungen. § 68. Volumenbestimmung durch Linearmessung. § 69. Pyknometer. § 70. Volumen aus Masse und Dichtigkeit. § 71. Volumenbestimmung durch Wägung in einer Flüssigkeit. § 72. Dichte des Wassers. § 73. Ausführung hydrostatischer Wägungen. § 74. Bestimmung der kubischen Ausdehnung eines Körpers durch hydrostatische Wägung. § 75. Bestimmung eines Gefäßinhalts durch Wägung. § 76. Bestimmung der Wärmeausdehnung eines Hohlkörpers durch Wägung. § 77. Dichte des Quecksilbers. § 78. Volumenometer. § 79. Bestimmung äußerer Volumina mit dem Volumenometer. — VI. Abschnitt. Sicherungen des metrischen Maßsystems. § 80. Interferenzerscheinungen. § 81. Auswertung des Meters in Lichtwellenlängen. Versuche von Michelson. § 82. Versuche von Benoit, Fabry und Perot. § 83. Anschluß der Masseneinheit an die Längeneinheit.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 37

Vergleichende Mond- und Erdkunde

Von **Dr. Siegmund Günther**, Professor an der Technischen Hochschule München. Mit 28 Textabbild. und 4 Tafeln. XI, 193 S. 1911. Geh. M 5,—, geb. M 5,80.

Inhaltsverzeichnis. I. Abschnitt. Die Pluralitätshypothesen im allgemeinen. — II. Abschnitt. Die Berechtigung einer vergleichenden Oberflächenkunde von Erde und Mond. — III. Abschnitt. Vergleiche zwischen beiden Weltkörpern in vorteleskopischer Zeit. — IV. Abschnitt. Galilei und Kepler. — V. Abschnitt. Die Ausbildung der Selenographie im 17. und 18. Jahrhundert. — VI. Abschnitt. Die lunare Pluralitätshypothese. — VII. Abschnitt. Die teleskopische Mondbeobachtung im 19. und beginnenden 20. Jahrhundert. — VIII. Abschnitt. Die Mondphotographie und die physikalische Mondforschung überhaupt. — IX. Abschnitt. Die Mondoberfläche auf Grund der Gegenwarterkenntnis betrachtet. — X. Abschnitt. Der lunare Vulkanismus. — XI. Abschnitt. Tektonische Dislokationen auf dem Monde. — XII. Abschnitt. Die Streitfrage nach den rezenten Veränderungen auf dem Monde. — XIII. Abschnitt. Mondoberfläche und Meteorkörper. XIV. Abschnitt. Zusammenfassender Rückblick. — Namensverzeichnis.

Aus dem Vorwort.

„Die vorliegende Schrift ist dazu bestimmt, einen Gedanken weiter auszuführen, welchen der Verfasser vor einer Reihe von Jahren (1899) in der „Umschau" kurz skizziert hat. Von den ältesten Zeiten an soll der Gedanke, im Monde sei „eine zweite Erde" anzuerkennen, durch die Jahrhunderte verfolgt werden, um zuletzt zu zeigen, daß in der Tat mit gutem Rechte ein Vergleich zwischen Mond- und Erdkunde gezogen werden kann, der in sich volle Berechtigung besitzt, sobald man nicht in den freilich sehr gefährlichen und wiederholt begangenen Irrtum verfällt, Analogie mit Identität zu verwechseln. Eine große Schwierigkeit bestand darin, aus der so ungemein reichhaltigen und verzweigten Literatur nur diejenigen Materien auszuheben, welche für unseren Zweck unmittelbar bedeutsam sind, während eine Fülle einschlägiger Veröffentlichungen nicht für den Geographen, sondern ausschließlich für den Astronomen von Wichtigkeit ist. Inwieweit dieses Streben vom Erfolge gekrönt war, das zu beurteilen muß anderen Stellen überlassen bleiben. Daß Puiseux' oft zitiertes Werk sich nach Ziel und Inhalt mit dieser Arbeit nur sehr teilweise deckt, zeigt die Lektüre.... ."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 38

Das Relativitätsprinzip

Von **Dr. M. Laue**, Privatdozent für theoretische Physik an der Universität München. Mit 14 Abbildungen, X, 208 S., 1911. Geh. M 6,50, geb. M 7,20.

Inhaltsverzeichnis. I. Die Problemstellung. § 1. Die Relativitätsprinzipe der klassischen Mechanik und der Elektrodynamik. § 2. Die empirischen Grundlagen für die Elektrodynamik bewegter Körper. Induktion. Wilsonscher Versuch. Rowlandscher Versuch. Versuche von Röntgen und Eichenwald. Fizeauscher Versuch. Aberration. Dopplereffekt. Michelsonscher Versuch. Andere Versuche über den Einfluß der Erdbewegung. Dynamik des Elektrons. — II. Die älteren Theorien der Elektrodynamik bewegter Körper. § 3. Historische Übersicht. § 4. Die Theorie von Heinrich Hertz: a) Ruhende Körper b) Bewegte Körper; c) Der Wilsonsche Versuch; d) Der Eichenwaldsche Versuch; e) Der Fizeausche und Michelsonsche Versuch; f) Der Induktionsvorgang; g) Die Erhaltung des Impulses. § 5. Die Elektronentheorie. — III. Die Relativitätstheorie, kinematischer Teil. § 6. Die Lorentz-Transformation. § 7. Die Einsteinsche Kinematik. § 8. Minkowskis geometrische Interpretation der Lorentz-Transformation. § 9. Die Lorentz-Transformation als imaginäre Drehung. — IV. Weltvektoren und -tensoren. § 10. Vierer- und Sechservektoren: a) Viervektoren; b) Sechservektoren. § 11. Die algebraischen Vektoroperationen: a) Addition und Subtraktion; b) Die skalare Multiplikation; c) Vektorprodukte. § 12. Vektorielle Differentialoperationen. § 13. Welttensoren. — V. Die Elektrodynamik des leeren Raumes nach dem Relativitätsprinzip. § 14. Die Transformation des elektromagnetischen Feldes im leeren Raume. § 15. Die Transformation der Kraftdichte, Energie und Impulssatz: a) Die Viererkraft; b) Der Welttensor T; c) Der Energiesatz; d) Die Erhaltung des Impulses; e) Die Erhaltung des Drehimpulses; f) Transformation der Energie, des Energiestromes und der Spannungen. § 16. Anwendungen: a) Aberration und Dopplersches Prinzip; b) Die Reflexion am bewegten Spiegel. § 17. Gleichförmige Bewegung geladener Körper: a) Das elektromagnetische Feld; b) Das Feld eines bewegten Elektrons; c) Die Rückwirknng des Feldes auf bewegte Träger von Ladungen; d) Energie und Impuls des Feldes; e) Beispiel des kugelförmigen Elektrons; f) Der Trouton-Noblesche Versuch. § 18. Ungleichförmig bewegte Ladungsträger: a) Das Viererpotential; b) Die retardierten Potentiale; c) Die Hyperbelbewegung; d) Das Viererpotential bei der Hyperbelbewegung; e) Das elektromagnetische Feld bei der Hyperbelbewegung; f) Die Rückwirkung des Feldes auf das Elektron; g) Näherung für kleine Beschleunigung. — VI. Die Minkowskische Elektrodynamik der ponderablen Körper. § 19. Die Transformation der Feldgleichungen I bis IV: a) Die Feldvektoren $\mathfrak{E}, \mathfrak{D}, \mathfrak{H}, \mathfrak{B}$; b) Leitungs- und Konvektionsstrom; c) Die Invarianz der Elektrizitätsmenge. § 20. Die Transformation der Gleichungen V bis VII: a) Der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}, \mathfrak{D}, \mathfrak{H}, \mathfrak{B}$; b) Elektromotorische Kraft und Leitungsstrom. § 21. Anwendungen: a) Das Ohmsche Gesetz; b) Induktion; c) Grenzbedingungen; d) Der Wilsonsche Versuch; e) Der Eichenwaldsche Versuch. § 22. Energie und ponderomotorische Kraft: a) Die Unzulänglichkeit der Maxwellschen Theorie; b) Die Transformation beliebiger ponderomotorischer Kräfte; c) Die Bedeutung der Komponenten des Welttensors T; d) Anwendung auf die Elektrodynamik; e) Die Joulesche Wärme. § 23. Der Strahlungsdruck. — VII. Dynamik. § 24. Die mechanische Trägheit als Wirkung der Energie: a) Zweck und Ausgangspunkt der Betrachtungen; b) Impuls und Energie; c) Diskussion von XXVI. § 25. Impuls, Energie und Spannung in ihrer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und dem inneren Zustand: a) Ableitung der Gleichungen; b) Diskussion; c) Vergleich mit der klassischen Mechanik. § 26. Die Bedeutung der dynamischen Viererkraft F und die absoluten und relativen Spannungen. § 27. Beispiele für die quasistationäre, adiabatische, isopieistische Dynamik: a) Der Massenpunkt; b) Die Dynamik einer elektrisch geladenen Kugel; c) Körper mit beliebigen Spannungen; d) Vollständiges statisches System. § 28. Thermodynamik: a) Transformation der Entropie; b) Transformation der Temperatur; c) Bestätigung von XXX; d) Das dynamische Potential H; e) Isotherm-isochore Dynamik; f) Das Prinzip der kleinsten Wirkung. § 29. Die Dynamik der Hohlraumstrahlung: a) Die Hohlraumstrahlung in der Ruhe; b) Die Hohlraumstrahlung in gleichförmiger Bewegung; c) Isotherm-isochore Dynamik; d) Historische Bemerkungen. § 30. Rückblicke und Ausblicke. — Anhang. a) Geometrische Bezeichnungen; b) Vektor- und Tensorbezeichnungen; c) Die verschiedenen Arten der Zeitdifferentiation; d) Bezeichnung und Maßsystem der physikalischen Größen. Literatur. Namenregister. Sachregister.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 39

Das Problem des absoluten Raumes

u. seine Beziehung zum allgem. Raumproblem

Von Aloys Müller. X, 154 S. 1911. Geheftet M 4,—, gebunden M 4,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Konstruktion des erkenntnistheoretisch neutralen Weltbildes. — Erster Teil. Logisch-physikalische Theorie des absoluten Raumes. I. Das phoronomische Weltbild. Definition dieses Weltbildes und der Begriffe absolut und relativ. Phoronomisches Relativitätsprinzip. Absolute Bewegung für die Mechanik unbrauchbar. Weitergehende positivistische Ansichten. Stellung des phoronomischen Bildes zum Begriff des absoluten Raumes. II. Die Dynamik des phoronomischen Weltbildes. Unbestimmtheit dynamischer Grundbegriffe innerhalb des phoronomischen Bildes; Äquivalenz der geometrischen und dynamischen Beziehungen. III. Die Versuche zur Konstruktion des dynamischen Weltbildes: Der erste Weg. Zwei Wege möglich. Mach als Typus des ersten Weges. Die drei Nuancen, die Mach ihm gegeben hat, sind teils nur vorläufig brauchbar, teils überhaupt unannehmbar. IV. Die Versuche zur Konstruktion des dynamischen Weltbildes: Der zweite Weg. Die beste Durchführung von L. Lange. Definition der gleichen Zeitintervalle nach Neumann. Definition des Intertialsystems; notwendige Bestandteile des Begriffsinhaltes. Tatsächliche Festlegung des Inertialsystems nicht streng möglich. V. Inertialsystem und absoluter Raum. Ideales Inertialsystem 1. ohne unmittelbaren Zusammenhang mit dem tatsächlichen Inertialsystem; 2. von demselben Realitätscharakter wie die Raummomente der Körper, — Begriff des Neumannschen Körpers gegen Einwände verteidigt, aber nicht in dem Neumannschen Sinne brauchbar —; 3. deshalb identisch mit dem Begriffe des absoluten Raumes. VI. Logik des absoluten Raumes. Unterscheidung des phoronomisch-dynamischen vom physikalischen Begriff des absoluten Raumes. Absolute Bewegung. Grenzfall der Relativbewegung. Eigentümlicher Charakter der Transzendenz des absoluten Raumes. Verwechslung von „absolut" mit „objektiv" und anderen Begriffen. Begriff des starren Raumes. Das relativistische Bild als notwendige Konsequenz des absolutistischen. VII. Das Trägheitsprinzip und die Trägheitswirkungen. Scheidung in phoronomisch-dynamische und physikalische Fassung des Trägheitsprinzips. Verhältnis zu den beiden Begriffen des absoluten Raumes. Trägheitsprinzip in relativer Fassung. Der absolute Charakter der Rotation. Trägheitsprinzipien in anderer Form. Begriff der Ordnung der Relativsysteme. — Zweiter Teil. Philosophische Theorie des absoluten Raumes. I. Die allgemein-logische Begründung des absoluten Raumes. Definition der Realität der Relativbewegung. Unaufteilbarkeit der realen Distanzänderung. Prinzip der konkreten Bestimmtheit als Konsequenz aus dem Identitätsprinzip. Absolute Aufteilung als logisch gefordert von dem Prinzip der konkreten Bestimmtheit; nur das Dynamische teilweise willkürlich. — Gleichwirklichkeit des ptolemäischen und des kopernikanischen Weltsystems. — Kritik der Versuche von Heymans und Höfler. II. Metaphysik des absoluten Raumes. Kurze Begründung des idealrealistischen erkenntnis-theoretischen Standpunktes durch Kritik des Idealismus und des Gegebenheitsstandpunktes. Objektives und subjektives a priori. Empirismus und Nativismus. Unabhängigkeit des Raumes von den Dingen. Der Raum als etwas objektiv für sich Bestehendes. Harmonisierung der Begriffe des apriorischen und objektiven Raumes. Abhängigkeit der Körper vom Raum. Metaphysischer Begriff des absoluten Raumes. Absolute Zeit. Vergleich mit den Newtonschen Begriffen. Eine merkwürdige Eigenschaft des absoluten Raumes und der absoluten Zeit. Der Raum als Substanz. III. Die Grundlagen der Metaphysik des absoluten Raumes in der modernen Physik. Verhältnis der physikalischen Grundlagen zu den metaphysischen Untersuchungen. Prinzip der Konstanz der Masse in dem bisherigen Sinne falsch. Elektron. Elektromagnetisches Weltbild. Absolute Ruhe des Äthers. Charakter der Ätherhypothese. Ersetzung des Äthers durch den Raum. Zeitlich sich fortpflanzende Fernkräfte. Fernwirkungstheorie und phänomenologischer Standpunkt. Ersatz des Äthers nötig. — Einsteinsches Prinzip — ein Rechnungsprinzip. — Das physikalische Weltbild an und für sich metaphysisch vieldeutig und ein Bild der phänomenalen Welt. — Konsequenzen aus den physikalischen Darlegungen. — Dritter Teil. Die nichteuklidischen Geometrien und der absolute Raum. Mehrdimensionale Geometrien. Der Raum hat keine Dimensionen. Begriff der nichteuklidischen Räume. Verhältnis des Erfahrungsraumes zum euklidischen und nichteuklidischen Charakter. Die nichteuklidischen Räume absolute Räume. Begriff der Absolutheit der Größe im nichteuklidischen Raum. Gründe gegen die tatsächliche Existenz eines nichteuklidischen Raumes nicht stichhaltig. Die tatsächliche Existenz eines nichteuklidischen Raumes mit variablem Krümmungsmaß als Element in unserem Weltbild. — Schematische Übersicht über die Raumtheorie. — Schluß. — Anhang. — Verzeichnis der zitierten Literatur.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 40

Die Leuchtgaserzeugung u. die moderne Gasbeleuchtung (Preßgasbeleuchtung usw.)

Von Fritz Schmidt, Ingenieur in Berlin. Mit 63 Abbildungen. VII, 86 S. 1912. Geheftet M 2,50, gebunden M 3,20.

Inhaltsverzeichnis. A. Einleitung. — B. Entwickelung der Beleuchtungstechnik. Erfindung des Leuchtgases. Erste Anwendung des Leuchtgases in England und seine Einführung in Berlin durch die Engländer. Berlin als charakteristisches Beispiel für die Entwickelung der Leuchtgasindustrie in einer Stadt. Jährliche Gasproduktion der Gaswerke verschiedener größerer Städte Preußens. — C. Herstellung des Leuchtgases. Steinkohle; ihre Entstehung, ihr Vorkommen und ihre Bestandteile. Retortenöfen; horizontale, schräg liegende und vertikale Öfen. Rostöfen, Generatoröfen und Halbgeneratoröfen, Gebläsemaschinen. Luft- und Wasserkühler. Teerscheider von Pelouze und Andoin und Teerwäscher von Drory. Rohes Leuchtgas. Reinigung des Gases. Naphtalinwäscher. Cyanwäscher. Ammoniakwäscher. Eisenreiniger. — D. Das zum Gebrauch fertige Leuchtgas. Gereinigtes Leuchtgas. Heizwert des Leuchtgases. Brennwertmesser von Prof. Junker. Mischgas. Gasmesser. Gasbehälter. Druckregler. Manometer. Leitungsnetz. Wasserabscheider. — E. Anwendung des Leuchtgases. Leuchtkraft des Gases. Lichtmesser. Brenner. Stehendes und hängendes Gasglühlicht. Betriebskostenvergleich zwischen Gasglühlicht, elektrischem Licht und Petroleumlicht. Zündungen. — F. Starklicht. Allgemeines. Preßgasanlagen. Preßluftanlagen. Anlagen mit gepreßtem Gas- und Luftgemisch. Millenniumlicht. Pharoslicht. Keithlicht. Selaslicht. Preßgas- und Preßluftlampen. Zündungsvorrichtungen für Preßgas- und Preßluftlampen. G. Schlußwort.

Vorwort.

Heftiger denn je ist der Kampf zwischen dem Steinkohlengas und dem elektrischen Strom als Beleuchtungsmittel entbrannt; die neuesten Erfindungen auf diesem Gebiete spornen zum gegenseitigen Wettkampf an. Das vorliegende Bändchen versucht eine gemeinverständliche und übersichtliche Darstellung der geschichtlichen Entwickelung und des augenblicklichen Standes der Leuchtgaserzeugung, sowie der Anwendung des Steinkohlengases als Beleuchtungsmittel zu geben. Eine besondere Berücksichtigung hat die moderne Anwendung des Steinkohlengases als sogenannte Preßgas- und Preßluftbeleuchtung gefunden, Das kleine Buch dürfte allen denen willkommen sein, welche sich in kurzer Zeit einen Überblick über die Entwickelung, Erzeugung und moderne Anwendung des so wichtigen Beleuchtungsmittels verschaffen wollen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 41

Der Weltäther

Von **Sir Oliver Lodge.** Übersetzt von Hilde Barkhausen. Mit 17 Abbildungen und 1 Tafel. VII, 107 S. 1911. Geh. M 3,—, geb. M 3,60.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Allgemeines und Historisches. — I. Der Lichtäther und die moderne Theorie des Lichtes. — II. Der Äther im Weltenraume als verbindendes Medium. — III. Der Einfluß der Bewegung bei verschiedenen Erscheinungen. — IV. Experimentelle Versuche über den Äther. — V. Ein spezieller Versuch über die Viskosität des Äthers. — VI. Die Dichte des Äthers. — VII. Weiteres über die Dichte und Energie des Äthers. — VIII. Äther und Materie. — IX. Kraft im Äther. — X. Allgemeine Theorie der Aberration. — Anhang. Über Gravitation und Ätherspannung. Berechnungen mit Hilfe der Ätherdichte. Fresnels Gesetz als Spezialfall einer allgemeinen Potentialfunktion.

Ankündigung.

Lodge entwickelt in diesem Buche die Ansicht, die er sich auf Grund eigener und fremder Experimente und auf Grund theoretischer Überlegungen über die Natur des Weltäthers gebildet hat: die Ansicht, daß der Äther eine kontinuierliche, inkompressible, ruhende Ursubstanz sei, mit einer Dichte von 10^{12} gr/ccm und einer inneren Energie von 10^{33} Erg/ccm. Er wendet sich sowohl an den Laien, dem er bei Vermeidung aller Mathematik durch einfache, handgreifliche Beispiele die schwierigen Begriffe zu veranschaulichen sucht, als auch an den Physiker, der eine kritische Zusammenstellung der bisher ausgeführten Versuche über die relative Bewegung zwischen Äther und materiellen Körpern und in den Schlußkapiteln eingehendere theoretische Erörterungen und Folgerungen findet.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 42

Wechselstromversuche

Von Dr. Anton Lampa, o. Professor der Physik an der Deutschen Universität Prag. Mit 54 Abbildungen. X, 176 S. 1911. Geh. M 5,—, geb. M 5,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. § 1. Grundbegriffe. — Erstes Kapitel. Die Leitung des Wechselstromes. § 2. Der einfache Stromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion. § 3. Die Erzeugung von Feddersenströmen durch Kondensatorentladung. § 4. Der Impedanzversuch von Tesla. § 5. Der Impedanzversuch von P. H. Eykmann. § 6. Der Skineffekt. § 7. Der einfache Stromkreis mit Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität. — Zweites Kapitel. Induktion und ponderomotorische Kräfte. § 8. Induktion durch einen von Wechselstrom durchflossenen Stromkreis. § 9. Die ponderomotorische Kraft zwischen dem primären und sekundären Stromkreis. Versuche von Elihu Thomson und V. v. Lang. § 10. Der sekundäre Stromkreis eine Kapazität. v. Langs Methode der Bestimmung der Kapazität mit der Wage. § 11. Bestimmung der Selbstinduktion mit der Wage nach W. Peukert. § 12. Der Resonanzversuch von Lodge. — Drittes Kapitel. Das magnetische Drehfeld. § 13. Das einfache Drehfeld. § 14. Die Herstellung des einfachen Drehfeldes mit Einphasenstrom. § 15. Herstellung des einfachen Drehfeldes durch Dreiphasenstrom. § 16. Die Herstellung des einfachen Drehfeldes mittels Gleichstrom. § 17. Demonstration eines magnetischen Drehfeldes nach Rubens-Bode. § 18. Versuche im magnetischen Drehfeld. § 19. Die Größe des Drehungsmomentes. § 20. Rotationen im reinen Wechselfeld. § 21. Die Zerlegung eines Wechselfeldes in zwei Drehfelder. — Viertes Kapitel. Das elektrostatische Drehfeld. § 22. Das elektrostatische Drehfeld. Anordnung von Arnò. § 23. Die Drehfeldschaltung von Guye und Denso. Erste Anordnung von v. Lang. § 24. Zweite Drehfeldanordnung von v. Lang. § 25. Die Drehfeldanordnung von Lampa. § 26. Versuche im elektrostatischen Drehfelde. § 27. Theorie der Rotationserscheinungen im elektrostatischen Drehfelde. § 28. Rotationen im einfachen elektrostatischen Wechselfelde. Versuche von Ch. Borel und v. Lang. § 29. Theorie der Rotationserscheinungen im Wechselfelde.

Vorwort.

Die nachfolgende Schrift beabsichtigt, ohne erschöpfend sein zu wollen, Wechselstromerscheinungen und Wechselstromversuche darzustellen, welche in erster Linie von physikalischem Interesse sind. Der Beschränkung im Inhalt steht die eingehende Durchrechnung der behandelten Probleme gegenüber. Eine gewisse Breite der Darstellung war hier Gebot, wenn dem weiteren Leserkreis, an welchen sich „Die Wissenschaft" wendet, gedient sein sollte. Die Beschreibung der zu den behandelten Versuchen nötigen Apparatur enthält Zahlenangaben, welche dem Experimentator ausreichende Orientierung für die Ausführung der Versuche gewähren. Das letzte Kapitel, „Das elektrostatische Drehfeld", berührt das interessante Problem der dielektrischen Hysteresis. Die physikalische Erforschung dieses Gebietes ist noch nicht zu abschließenden Ergebnissen gelangt. Es wurde darum ganz darauf verzichtet, auf die Rolle einzugehen, welche die dielektrische Hysteresis bei den in diesem Kapitel beschriebenen Erscheinungen allenfalls spielen könnte.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Müller-Pouillet's

Lehrbuch der Physik und Meteorologie

In vier Bänden. **10.** umgearbeitete und vermehrte Auflage. Herausgegeben von Professor Dr. **Leopold Pfaundler.**

Erster Band: **Mechanik und Akustik** von Prof. Dr. L. Pfaundler. Mit 838 Abbildungen im Text.
Geheftet ℳ 10,50, geb. in Halbfranz ℳ 12,50.

Zweiter Band: **Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik)** von Prof. Dr. Otto Lummer. Mit 914 Abbildungen im Text und 21 zum Teil mehrfarbigen Tafeln. Geh. ℳ 24,—, geb. in Halbfranz ℳ 27,—.

Dritter Band: **Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie** von Professor Dr. L. Pfaundler, Privatdozent Dr. K. Drucker, Professor Dr. A. Wassmuth, Hofrat Professor Dr. J. v. Hann. Mit 499 Abbildungen im Text und einer Tafel.
Geheftet ℳ 16,—, geb. in Halbfranz ℳ 18,—.

Vierter Band. **Magnetismus und Elektrizität** von Prof. Dr. Walter Kaufmann, Prof. Dr. Alfred Coehn und Dr. Alfred Nippoldt.
Erste Abteilung. Mit 531 Textabbildungen. Geheftet ℳ 13,—.
Zweite Abteilung. Mit 412 Abbildungen. Geheftet ℳ 9,—.
Dritte Abteilung (Schluß des Werkes) befindet sich im Druck.

Prof. O. D. Chwolson

Lehrbuch der Physik

Erster Band: **Einleitung, Mechanik, Einige Meßinstrumente und Meßmethoden, Die Lehre von den Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern.** Übersetzt von H. Pflaum, Adjunkt-Professor am Polytechnikum zu Riga. Mit 412 Abbildungen. gr. 8°.
Geheftet ℳ 12,—, geb. ℳ 14,—.

Zweiter Band: **Lehre vom Schall (Akustik), Lehre von der strahlenden Energie.** Übersetzt von H. Pflaum. Mit 658 Abbildungen und 3 Stereoskopbildern. gr. 8°. Geheftet ℳ 18,—, geb. ℳ 20,—.

Dritter Band: **Die Lehre von der Wärme.** Übersetzt von E. Berg, Abteilungschef am physikalischen Zentralobservatorium in St. Petersburg. Mit 259 Abbildungen. gr. 8°. Geheftet ℳ 16,—, geb. ℳ 18,—.

Vierter Band: **Die Lehre von der Elektrizität.** Übersetzt von H. Pflaum. Erste Hälfte. Mit 336 Abbildungen. Geh. ℳ 16,—, geb. ℳ 18,—.

Die 2. Hälfte des 4. Bandes befindet sich im Druck.

UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY

THIS BOOK IS DUE ON THE LAST DATE
STAMPED BELOW

OCT 5 1914
SEP 17 1929
FEB 24 1931
3/13/31

Bern. ... der lebenden
S... ℳ —,80.

Dippe ... ...dung. 2. um-
ge...
I. ... e. Mit Holz-
... XVII, 1030 S.
... ℳ 34,—.

II. ... iologie der
... eln. In zwei
... ℳ 34,—.

Fischer ... 77 Abbild.
XII, ...
... bd. ℳ 9,—.

Landolt, ... Substanzen
und ... r. O. Schön-
rock, ... r. 2. gänz-
lich ... r. 8°. 1898.
... l. ℳ 19,—.

Lehmann ... e messende
Elekt... 3 Tafeln.
XV, 3 ... ℳ 7,—.

—— Das ... eckungen,
insbes... im Text
und au... ℳ 3,—.

Pauli, Dr. ... bendigen
Substan... sellschaft
am 13. ... ℳ —,60.

Reychler, ... 3. Auf-
lage des ... 389 S.,
1 Kurve... ℳ 10,—.

Schmidt, Pr... dungen.
VII, 127 ...
... ℳ 3,60.

Thomson, P... ktrizität
und des ... ustav
Werthei... ℳ 8,—.

30m-6,'14

—— Elektrizitä... ...ierte Übersetzung von G. Siebert. 2. verbesserte Auflage. Mit 21 Abbildungen. VIII, 116 S. 8°. 1909. *(„Die Wissenschaft", Heft 3.)* ℳ 3,—, in Lnwdbd. ℳ 3,60.

—— **Die Korpuskulartheorie der Materie.** Autoris. Übersetzung von G. Siebert. Mit 29 Abbild. VIII, 166 S. 8°. 1908. *(„Die Wissenschaft", Heft 25.)* ℳ 5,—, in Lnwdbd. ℳ 5,80.

YC 11214

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen

Von

Mme **S. Curie**

Übersetzt und mit Literatur-Ergänzungen versehen von W. Kaufmann

3. unveränderte Auflage

Mit 14 Abbild. VIII, 132 S. 8°. 1904. *(„Die Wissenschaft", Heft 1.)*

283394
Phys.
QC 481
P6
UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY

Über di[illegible]len

Die [illegible]f dem Gebiete der Radioaktivität

(Von Anfang 1906 bis Mitte 1908)

Von

Dr. H. Greinacher

47 Seiten. gr. 8°. 1908. *M* 1,20

Radioaktive Umwandlungen

Von

Prof. E. Rutherford

Übersetzt von M. Lewin

Mit 53 Abbild. VIII, 285 S. 8°. 1907. *(„Die Wissenschaft", Heft 21.)*

[illegible]band *M* 8,60